Messungen an der Reaktion

$^{75}As(p,n\gamma)\,^{75}Se$

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Philipps-Universität
Marburg/Lahn

vorgelegt von

Dietrich Wiegandt

aus Eschwege

Marburg 1969

Fotodruck: Erich Mauersberger, Marburg

Messungen an der Reaktion

$^{75}As(p,n\gamma)\,^{75}Se$

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Philipps-Universität
Marburg/Lahn

vorgelegt von

Dietrich Wiegandt

aus Eschwege

Marburg 1969

Fotodruck: Erich Mauersberger, Marburg

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Von der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Philipps-Universität als

Dissertation angenommen am 23. Oktober 1969

Tag der mündlichen Prüfung am 5. November 1969

Berichterstatter: Privatdozent Dr. F. W. Richter

Mitberichterstatter: Prof. Dr. R. Bock

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

A. EINLEITUNG 1

B. DISKUSSION DER VERWENDETEN MESSVERFAHREN .

1) Lebensdauermessungen mit dem Zeit-Impulshöhen-Konverter 3

2) Die Bestimmung von Kern-g-Faktoren nach der differentiellen Spin-Präzessions-Methode 7

C. MESSUNGEN AN DER REAKTION $^{75}As(p,n)^{75}Se$

1) Lebensdauermessungen

1.1 Meßanordnung 16

1.2 Identifikation des Zustands mit verzögertem Zerfall 21

1.3 Auswertung der Lebensdauermessungen 27

2) Anwendung der Spin-Präzessions-Methode

2.1 Meßanordnung 32

2.2 Testmessungen am ^{19}F; Ergebnisse 36

2.3 Messungen am ^{75}Se; Ergebnisse 39

2.4 Bestimmung des g-Faktors des ersten angeregten Zustands im ^{71}Ge 41

D. DISKUSSION DER ERGEBNISSE DER MESSUNGEN AM ^{75}Se MIT HILFE DES NILSSON-MODELLS

1) Das Niveauschema des Kerns ^{75}Se 44

2) Die Eignung des NILSSON-Modells für die Beschreibung des Kerns ^{75}Se 47

3) Spins und Paritäten der niedrig liegenden Zustände im ^{75}Se nach dem NILSSON-Modell 50

4) Übergangswahrscheinlichkeiten im NILSSON-Modell . 59

E. ZUSAMMENFASSUNG 63

AA. ANHANG: NUMERISCHE RECHNUNGEN NACH DEM NILSSON-MODELL

1) Mathematische Formulierung des NILSSON-Modells . 64

2) Das Rechenprogramm zur Berechnung der Kernzustände und Energiewerte im NILSSON-Modell 75

3) Mathematische Formulierung der elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten im NILSSON-Modell . 80

4) Das Rechenprogramm zur Berechnung der elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten im NILSSON-Modell 84

A. EINLEITUNG

Die Anwendung moderner elektronischer Meßverfahren in der experimentellen Kernphysik hat in den letzten Jahren den Umfang der Kenntnis spezifischer Kerneigenschaften erheblich erweitert.

Die Einführung des Germanium-(Lithium-)Detektors zum Nachweis von γ-Strahlung mit sehr hoher Energieauflösung ermöglicht Präzisionsbestimmungen von Zerfallsenergien angeregter Kernzustände; γ-γ-Richtungskorrelationsmessungen können ohne störende Beimischung energetisch benachbarter Übergänge durchgeführt und damit Spin- und Paritätszuordnungen zu angeregten Kernniveaus auch in solchen Fällen vorgenommen werden, in denen die schlechtere Energieauflösung der NaJ(Tl)-Szintillationszähler bisher keine eindeutige Aussage ermöglichten.

Die moderne Kurzzeitmeßtechnik mit dem Zeit-Impulshöhen-Konverter gestattet Lebensdauermessungen mit wenigen Prozent Meßfehler bis zu Werten der Lebensdauer von weniger als 1 ns. Aus den Lebensdauermessungen gewinnt man Aussagen über die Übergangsmatrixelemente für die γ-Übergänge zwischen Kernzuständen und damit Information über die beteiligten "dynamischen" Kernmomente.

Für die Bestimmung der statischen Kernmomente angeregter Kernzustände (magnetisches Dipolmoment, elektrisches Quadrupolmoment) hat sich die Methode der gestörten Richtungskorrelation als sehr fruchtbar erwiesen. Voraussetzung für die Anwendung der Methode der gestörten Richtungskorrelation zur Bestimmung des Kern-g-Faktors, und damit des magnetischen Dipolmoments, in einem Anregungszustand des Kerns ist, wie in Abschnitt B2 dargelegt wird, daß die Lebensdauer des Kernanregungszustands in der Größenordnung von 10 ns liegt und daß die Zerfalls-γ-Strahlung anisotrop emittiert wird. Beim Beschuß von ^{75}As mit Protonen von etwa 3,5 MeV Energie fanden wir eine verzögert emittierte γ-Strahlung mit einer Energie von 290 keV. Die Rohauswertung des Zeitspektrums ergab für den durch die Reaktion erzeugten Anregungszustand eine Halbwertszeit von 30 ns. Da dieser Anregungszustand aufgrund seiner langen Lebensdauer

für eine Kern-g-Faktor-Bestimmung geeignet erschien, wurden genauere Untersuchungen durchgeführt.

Die durchgeführten Experimente und der Versuch, die gewonnenen Ergebnisse mit Hilfe des Kernmodells von NILSSON zu deuten, sind Gegenstand dieser Arbeit.

Zunächst sollen jedoch die verwendeten Meßverfahren etwas genauer beschrieben werden.

B. DISKUSSION DER VERWENDETEN MESSVERFAHREN

1. Lebensdauermessungen mit dem Zeit-Impulshöhen-Konverter

Der Zerfall von instabilen, d. h. energetisch ungünstigen Kernzuständen in energetisch günstigere Zustände gehorcht dem radioaktiven Zerfallsgesetz

$$\frac{dN}{dt} = - \lambda N \qquad (B1)$$

Darin ist N die Zahl der noch nicht zerfallenen Kerne, λ die Zerfallskonstante, die für den beobachteten Übergang charakteristisch ist und dN/dt die Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit.

Die Integration der Gleichung (B1) liefert

$$N = N_o \cdot e^{-\lambda t} \qquad (B2)$$

Als mittlere Lebensdauer τ eines Zustands bezeichnet man den Zeitraum, nach dessen Ablauf die Zahl der Kerne im angeregten Zustand auf 1/e des ursprünglichen Werts abgenommen hat. Aus Gl.(B2) folgt

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \qquad (B3)$$

d. h. die mittlere Lebensdauer ist gleich der reziproken Zerfallskonstanten. Die Zahl der zum Zeitpunkt t' bereits zerfallenen Kerne ergibt sich zu

$$N_o - N = N_o(1 - e^{-\lambda t'}) \qquad (B4)$$

und für den Bruchteil der im Zeitraum zwischen t' und t'+dt' zerfallenden Kerne erhalten wir

$$\frac{1}{N_o} \cdot \frac{d(N_o - N)}{dt'} = \lambda e^{-\lambda t'} = f(t'). \qquad (B5)$$

Gehen wir weiter davon aus, daß der angeregte Kernzustand zum Zeitpunkt t' = 0 gebildet worden ist, so erhalten wir mit Gl.(B3) die normierte Zerfallsfunktion f(t') [1]

$$f(t') = 0 \quad \text{für} \quad t' < 0$$

$$f(t') = \frac{e^{-\frac{t'}{\tau}}}{\tau} \quad \text{für } t' \geq 0 \qquad \text{(B6)}$$

Die Zerfallsfunktion f(t'), deren halblogarithmische Darstellung eine Gerade mit der Steigung $-\frac{1}{\tau}$ bzw. $-\lambda$ und damit die gewünschte Meßgröße liefert, mißt man, indem man die Zahl der Zerfälle in lückenlos aneinander anschließenden, gleich breiten Zeitintervallen dt' registriert. Die Messung dieser Zerfallsfunktion erfolgt heute im allgemeinen mit einem sogenannten "Zeit-Impulshöhen-Konverter" (ZIK). Die Amplitude des Ausgangssignals dieses Geräts ist proportional zur Zeitdifferenz zwischen dem Auftreten von Signalen an seinen Eingängen (Starteingang und Stopeingang). Die Registrierung des vom ZIK gelieferten Amplitudenspektrums erfolgt mit einem konventionellen Vielkanalanalysator. Das registrierte Spektrum stellt ein Zeitdifferenzspektrum dar und wird kurz als "Zeitspektrum" bezeichnet. Fig. 1 zeigt das Prinzipschaltbild einer solchen Meßanordnung für die Lebensdauerbestimmung des Zwischenzustands einer γ-γ-Kaskade.

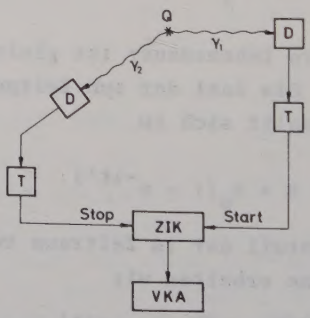

Fig. 1: Prinzipschaltbild zur Lebensdauerbestimmung
Q : Quelle, D : γ - Detektor, ZIK: Zeit-Impulshöhen-Konverter, VKA : Vielkanalanalysator, T : Triggerschaltung.

Nach entsprechender Eichung kann man jedem Kanal des Zeitspektrums eine Verzögerungszeit t' zuordnen; der Kanalbreite

des Vielkanalanalysators entspricht die Intervallbreite dt' des Meßintervalls.

Leider liefern die heute verwendeten γ-Detektoren Signale an den ZIK, die stets mit einer gewissen zeitlichen Unsicherheit (time-jitter) behaftet sind. Diese zeitliche Unsicherheit resultiert aus der statistischen Natur des Nachweisprozesses (Lumineszenzprozesse im Szintillationskristall, Elektronenauslösung an der Photokathode, Vervielfachung im Multiplier usw.). Man mißt also nicht die ideale Zerfallsfunktion f(t') (Gl.(B6)), sondern ein Zeitspektrum, das sich aus der Faltung der Zerfallsfunktion f(t') mit der Apparatefunktion P(t-t') ergibt

$$F(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t')P(t-t')\,dt' = \frac{1}{\tau}\int_{0}^{+\infty} e^{-\frac{t'}{\tau}} P(t-t')\,dt' \qquad (B7)$$

die sogenannte "verzögerte Kurve".

P(t-t') ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Quant, das zur Zeit t' emittiert worden ist, zur Zeit t registriert wird. Diese Apparatefunktion, die i. a. stark energieabhängig ist, ist zugleich das Zeitspektrum für prompte Zerfälle, d.h. die zu gleichzeitigen Zerfallsereignissen gehörende Verteilungsfunktion ("prompte Kurve"). Ihre Gestalt kann bei hinreichend hoher Quantenenergie in beiden Kanälen, so daß Triggerunsicherheiten der nachgeschalteten Impulsformer noch keine Rolle spielen, durch eine Gaußfunktion gut angenähert werden. Die Halbwertsbreite τ_o dieser prompten Kurve bezeichnet man auch als "Zeitauflösung" der Apparatur. Für NaJ(Tl)-Szintillatoren liegt bei 511 keV Quantenenergie τ_o bei etwa 1,5 ns.

Aus Gl. (B7) kann man durch partielle Integration folgende Ergebnisse gewinnen:

$$\frac{dF(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau}\,[F(t) - P(t)]$$

$$\frac{d(\ln F(t))}{dt} = -\frac{1}{\tau}\left(1 - \frac{P(t)}{F(t)}\right) \qquad (B8)$$

Die Lebensdauer τ läßt sich also aus dem linearen Abfall des halblogarithmisch aufgetragenen Zeitspektrums leicht entnehmen, solange die Bedingung

$$\frac{P(t)}{F(t)} \ll 1$$

erfüllt ist ("slope-Methode"). Diese einfache Methode der Auswertung versagt aber in den Fällen, bei denen F(t) nur wenig verschieden von P(t) ist.

Andere Auswerteverfahren [1] gestatten heute die Anwendung dieser Meßmethode bei Verwendung von NaJ(Tl)-Szintillationsdetektoren für Lebensdauermessungen bis in die Größenordnung von 1 ns; dieser Wert kann bei Verwendung von Plastikszintillatoren noch unterschritten werden.

Störende Einflüsse auf die Auswertung der Messung können z. B. durch einen Untergrund zeitlich unkorrelierter Ereignisse hervorgerufen werden. Man korrigiert diese Störung durch Subtraktion eines konstanten Werts vom gemessenen Zeitspektrum vor der Auswertung nach der Slope-Methode, da sonst die Auswertung einen zu großen Wert für τ liefern würde. Die Beimischungen anderer γ-Übergänge wird dadurch beträchtlich reduziert, daß man im Vielkanalanalysator durch eine geeignete Koinzidenzschaltung (fast - slow - coincidence) nur solche Ereignisse im Zeitspektrum registriert, die durch entsprechende Energieselektion der nachgewiesenen γ-Quanten ausgewählt worden sind. Bei Messungen an Kernreaktionen können insbesondere Neutronen, die als Reaktionsprodukt auftreten, das Zeitspektrum verfälschen. Abhilfe schafft hier oft nur eine Laufzeitdiskriminierung durch großen Abstand des Detektors vom Target, d. h. das Ausnutzen der Tatsache, daß die Reaktionsneutronen stets langsamer als Photonen sind [1a].

2. Die Bestimmung von Kern-g-Faktoren nach der differentiellen Spin-Präzessions-Methode

Bringt man einen magnetischen Dipol, z. B. eine Kompaßnadel, in ein homogenes magnetisches Feld, so wirkt auf den magnetischen Dipol ein Drehmoment ein, das die Achse des magnetischen Dipols in die Feldrichtung zu drehen sucht. Dieses Drehmoment ist gleich dem Vektorprodukt aus dem magnetischen Dipolmoment $\vec{\mu}$ und der Kraftflußdichte $\vec{B}$.

$$\vec{D} = \vec{\mu} \times \vec{B} \qquad \text{(B9)}$$

Wenn wir als Nullpunkt die Stellung des Dipols senkrecht zum Feld wählen, ergibt sich die potentielle Energie des Dipols im homogenen Magnetfeld zu

$$E(\alpha) = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\alpha} |\vec{D}| \, d\varphi = \mu B \int_{\frac{\pi}{2}}^{\alpha} \sin\varphi \, d\varphi = -\mu B \cos\alpha = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \qquad \text{(B10)}$$

Ist der magnetische Dipol mit dem Dipolmoment $\vec{\mu}$ an die Figurenachse eines Kreisels gekoppelt, so bewirkt das Drehmoment, das vom homogenen Magnetfeld auf den Dipol ausgeübt wird, eine Präzessionsbewegung des Kreisels. Die Figurenachse wird senkrecht zur wirkenden Kraft ausgelenkt (Fig.2).

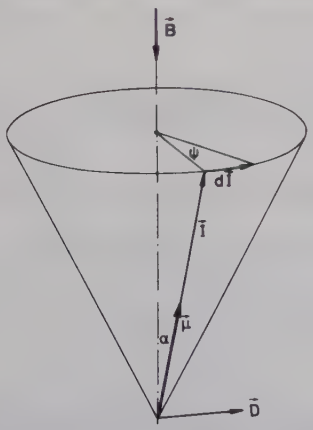

Fig. 2: Präzessionsbewegung

Bezeichnen wir mit $\vec{I}$ den Drehimpuls der Rotationsbewegung, so gilt

$$\vec{D} = \frac{d\vec{I}}{dt}$$

$$D = \mu B \sin\alpha = I \sin\alpha \frac{d\psi}{dt}$$

und daraus ergibt sich für die Präzessionsfrequenz

$$\omega_p = \frac{d\psi}{dt} = \frac{\mu B}{I} \tag{B11}$$

unabhängig vom Neigungswinkel α zwischen Figurenachse und Feldrichtung.

Wir wollen diese Überlegungen nun auch auf den Atomkern anwenden. Für das magnetische Dipolmoment der Atomkerne gilt die Operatorbeziehung [2]:

$$\vec{\mu} = g \cdot \mu_N \cdot \vec{I} \tag{B12}$$

Darin ist g der sogenannte Kern-g-Faktor und μ_N das Kernmagneton:

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2Mc} = 3{,}152451 \cdot 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{m}^2/\text{Vs},$$

M ist die Protonenmasse.
Der Hamiltonoperator der Wechselwirkung zwischen statischem Magnetfeld $\vec{B}$ und statischem magnetischem Dipolmoment $\vec{\mu}$ ist dann nach Gl.(B10)

$$H_{magn} = - \vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

und wenn wir die z-Achse in Feldrichtung legen, so daß $\vec{B} = (0,0,B)$:

$$H_{magn} = - \mu_z B = - g \mu_N I_z B \tag{B13}$$

Die Energiematrixelemente sind dann gegeben durch

$$\langle Im|H_{magn}|Im'\rangle = - B \langle Im|\mu_z|Im'\rangle$$

Da

$$\mu_z = g \mu_N I_z$$

ist die Energiematrix diagonal und mit dem WIGNER-ECKART-

Theorem folgt

$$\langle Im|H_{magn}|Im'\rangle = - B\langle Im|\mu_z|Im'\rangle\delta_{mm'}$$
$$= - B(-1)^{I-m}\begin{pmatrix} I & 1 & I \\ -m & o & m \end{pmatrix}\langle I||\vec{\mu}||I\rangle$$

Schließlich erhält man mit dem expliziten Ausdruck für das 3j-Symbol

$$\begin{pmatrix} I & 1 & I \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} = (-1)^{I-m}\frac{m}{[(2I+1)(I+1)I]^{1/2}}$$

die Beziehung

$$\langle Im|H_{magn}|Im\rangle = - B\frac{m}{[(2I+1)(I+1)I]^{1/2}}\langle I||\vec{\mu}||I\rangle$$

Mit der Definitionsgleichung des magnetischen Dipolmoments [2]

$$\mu = \langle II|\mu_z|II\rangle = \frac{I}{[(2I+1)(I+1)I]^{1/2}}\langle I||\vec{\mu}||I\rangle$$

folgt

$$\langle Im|H_{magn}|Im\rangle = - B\mu\frac{m}{I}$$

bzw. mit Gl.(B12)

$$\langle Im|H_{magn}|Im'\rangle = - g B \mu_N m \delta_{mm'} \qquad (B14)$$

Ein Kernzustand vom Drehimpuls I spaltet also unter dem Einfluß eines homogenen äußeren Magnetfelds äquidistant in 2I+1 Unterzustände auf.

Die Energiedifferenz benachbarter Unterzustände folgt aus Gl.(B14):

$$\Delta E^{m,m-1}_{magn} = - g \mu_N B [m-(m-1)] = - g \mu_N B \qquad (B15)$$

Die zugehörige Übergangsfrequenz beträgt

$$\frac{\Delta E}{\hbar} = \omega_L = - \frac{g \mu_N B}{\hbar} \qquad (B16)$$

Wie ein Vergleich mit Gl.(B11) zeigt, ist diese Frequenz identisch

mit der klassischem Lamorfrequenz, wenn wir für den Betrag des Kerndipolmoments klassisch $\mu = g \cdot \mu_N/\hbar \cdot I$ setzen.

Wenn wir die Größenordnung dieser Präzessionsfrequenz für die heute leicht erreichbaren Magnetfelder von B = 20 kG = 2 Vs/m^2 einmal unter der Annahme g = 1 abschätzen, so erhalten wir

$$\Delta E = 1 \cdot 3{,}15 \cdot 10^{-8}\ \text{eV m}^2/\text{Vs} \cdot 2\ \text{Vs/m}^2 = 6{,}3 \cdot 10^{-8}\ \text{eV}$$

$$|\omega_L| = \frac{3{,}15 \cdot 10^{-8}\ \text{eVm}^2 \cdot 2\ \text{Vs}}{0{,}66 \cdot 10^{-15}\ \text{eVs} \cdot \text{Vs} \cdot \text{m}^2} \approx 94{,}5\ \text{MHz}$$

Für die Umlaufszeit des präzedierenden Atomkerns ergibt sich

$$T = \frac{2\pi}{\omega_L} \approx \frac{2 \cdot 3{,}14 \cdot 0{,}66 \cdot 10^{-15}\ \text{eVsVsm}^2}{2 \cdot 3{,}15 \cdot 10^{-8}\ \text{eV m}^2\ \text{Vs}} \approx 66\ \text{ns}$$

Wegen der Verknüpfung Gl.(B16) zwischen Kern-g-Faktor und Lamorfrequenz erhält man also aus der Messung der Präzessionsfrequenz den Kern-g-Faktor und damit über Gl. (B12) auch das magnetische Dipolmoment des Atomkerns. Dieser experimentelle Wert kann dann mit den aus theoretischen Modellen berechneten Werten verglichen werden und so Aufschlüsse über die Struktur des Kerns bzw. über die Anwendbarkeit des speziellen Modells auf den untersuchten Kern liefern. Dieser Vergleich ist im allgemeinen ein empfindlicherer Test für das herangezogene Modell als etwa der Vergleich von Spinfolgen oder Anregungsenergieen.

Das bisher am häufigsten und mit gutem Erfolg durchgeführte Experiment zur Bestimmung der Präzessionsfrequenz und damit des magnetischen Moments in einem Anregungszustand des Kerns ist die Spin-Präzessionsmethode. Diese Methode beruht auf der Tatsache, daß eine vorhandene Richtungskorrelation der vom Kern beim Übergang in einen energetisch niedrigeren Zustand ausgesandten Zerfallsstrahlung in bezug auf eine feste Raumrichtung durch ein externes magnetisches oder elektrisches Feld geändert wird. Die Bezugsrichtung kann dabei durch die Emissionsrichtung der in den untersuchten Zwischenzustand

führenden Kernstrahlung oder durch die Richtung des einfallenden Teilchenstrahls bei einer Kernreaktion festgelegt sein.

Die Störung einer Richtungskorrelation, z. B. einer γ-γ-Richtungskorrelation kann selbstverständlich nur dann beobachtet werden, wenn die Zerfalls-γ-Strahlung anisotrop emittiert wird, d. h. wenn die magnetischen Unterzustände des untersuchten Zwischenniveaus aufgrund von Auswahlregeln des elektrischen Multipolfeldes nicht gleichmäßig besetzt sind. Dann bewirkt die Wechselwirkung (Gl.(B13)) von Kerndipolmoment und äußerem statischem Magnetfeld, wenn die Magnetfeldrichtung senkrecht auf der Ebene steht, die von den emittierten und nachgewiesenen Quanten aufgespannt wird, eine Umbesetzung der m-Unterzustände im Zwischenniveau, d. h. die Richtungskorrelation wird gestört.

Wir können für diesen Vorgang auch ein halbklassisches Bild heranziehen, das die Bezeichnung "Spin-Präzessions-Methode" rechtfertigt. Unter dem Einfluß des äußeren statischen Magnetfelds präzedieren die Kerne im Zwischenzustand in der Zeit t zwischen Erzeugung und Zerfall um den Winkel $\omega_L t$ um die Richtung des Magnetfelds und dabei dreht sich das Strahlungsdiagramm mit. Ein γ-Detektor, der unter einem festen Winkel θ zur Bezugsrichtung aufgestellt ist, registriert daher nicht nur den dem Exponentialgesetz folgenden Zerfall des Zwischenzustands, sondern die Zerfallskurve des Zwischenzustands ist mit dem Strahlungsdiagramm der Zerfalls-γ-Strahlung "amplitudenmoduliert" (sh. Fig. 20).

Die strenge quantenmechanische Rechnung soll hier nicht nachvollzogen werden, hier seien nur die wesentlichen Resultate angeführt [2], [3], [4].

Werden die emittierten Quanten in der Richtung $\vec{k}_1$ bzw. $\vec{k}_2$ nachgewiesen ($\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$ schließen miteinander den Winkel θ ein, sh. Fig. 3), so ergibt sich für die ungestörte Richtungskorrelation (B = 0)

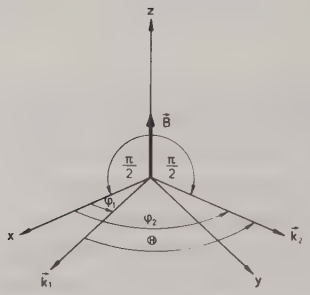

Fig. 3: Geometrie des g-Faktor-Experiments

$$W(\vec{k}_1,\vec{k}_2,0)=4\pi\sum_{\substack{mm'\\kk'}} A_k(1)A_k(2)\begin{pmatrix} I & I & k\\ m & -m & \mu\end{pmatrix}\begin{pmatrix} I & I & k'\\ m' & -m & \mu\end{pmatrix} Y^{*}_{k\mu}(\vec{k}_1)Y_{k',\mu}(\vec{k}_2) \qquad (B17)$$

Darin sind die $Y_{k\mu}(\vec{k}_i)$ die Kugelflächenfunktionen, die von den Winkeln (ϑ_i, φ_i) der Richtung $\vec{k}_i$ abhängen.

Die Koeffizienten $A_k(\nu)$ sind abhängig von den Spins der beteiligten Kernniveaus, der Multipolordnung der emittierten Strahlung und dem Mischungsverhältnis verschiedener Multipolordnungen im gleichen Übergang.

Wegen der Orthogonalität der 3j-Symbole ergeben die m-Summen $(2k+1)^{-1}\,\delta_{kk'}$, und mit dem Additionstheorem der Kugelflächenfunktionen ergibt sich schließlich die wohlbekannte Form der Richtungskorrelationsfunktion

$$W(\vec{k}_1,\vec{k}_2;0) = \sum_k A_k(1)\, A_k(2)\, P_k(\cos\theta) \qquad (B18)$$

Bei nicht polarisationsempfindlichem Empfänger kann k nur gerade Werte annehmen und ist durch die Bedingung

$$k_{max} \leq \min\,(2I,\ 2L_1,\ 2L_2)$$

(I = Spin des Zwischenzustands, L_ν Multipolarität des Übergangs) eingeschränkt.

Die allgemeine Form der gestörten Richtungskorrelation läßt sich folgendermaßen schreiben:

$$W(\vec{k}_1\vec{k}_2;t)=4\pi\sum_{\substack{kk'\\ \mu\mu'}} \frac{A_k(1)\,A_{k'}(2)}{[(2k+1)(2k'+1)]^{1/2}}\; G^{\mu\mu'}_{kk'}(t)\; Y^{*}_{k\mu}(\vec{k}_1)\; Y_{k'\mu'}(k_2) \tag{B19}$$

Der Einfluß des äußeren (zeitunabhängigen) Störfeldes bewirkt eine zeitliche Veränderung (Störung) der Korrelation und wird durch den zeitabhängigen Störfaktor $G^{\mu\mu'}_{kk'}(t)$ beschrieben.

Für den Fall eines statischen äußeren Magnetfelds hat dieser Störfaktor eine besonders einfache Form:

$$G^{\mu\mu'}_{kk'}(t) = e^{i\omega_L\mu t}\,\delta_{\mu\mu'},\delta_{kk'} \tag{B20}$$

Für die in Fig. 3 veranschaulichte Geometrie folgt mit Gl.(B20) aus Gl.(B19)

$$W(\vec{k}_1,\vec{k}_2;t,B)=4\pi\sum_{\mu k} A_k(1)A_k(2)\,\frac{1}{2k+1}\,e^{i\omega_L\mu t}\,Y^{*}_{k\mu}(\vec{k}_1)Y_{k\mu}(\vec{k}_2)$$

was sich umformen läßt in

$$W(\vec{k}_1,\vec{k}_2;t,B) = W(\theta;t,B) = \sum_k A_k(1)A_k(2)P_k[\cos(\theta-\omega_L t)] \tag{B21}$$

Wir sehen also, daß auch die strenge Rechnung unsere halbklassische Überlegung rechtfertigt; die Kerne präzedieren in der Zeit t um die Richtung des Magnetfelds um einen Winkel $\omega_L t$ und diese Präzession spiegelt sich in einer Rotation der Richtungsverteilung der zweiten Strahlung um den gleichen Winkel.

Wir wollen nunmehr die Frage nach den für die Beobachtung der Störung der Richtungskorrelation notwendigen Voraussetzungen diskutieren.

Man beobachtet mit Hilfe einer elektronischen Apparatur, die als wesentliche Bestandteile einen Zeit-Impulshöhen-Konverter und einen Vielkanalanalysator enthält, die Zerfallskurve des Zwischenzustands. Leider lassen sich, wie wir in Abschnitt B1

erläutert haben, mit dieser Apparatur nicht beliebig kurze Zeitintervalle messen, sie hat eine endliche Zeitauflösung τ_o, d. h. der kleinste meßbare Zeitunterschied ist τ_o.

Wie ebenfalls in Abschnitt B1 erläutert, wird die untere Grenze von τ_o z. Zt. durch die verwendeten γ-Strahlungsdetektoren und nicht durch die nachgeschaltete Elektronik bestimmt.

Wenn man die endliche Zeitauflösung τ_o berücksichtigt, ist die zum Zeitpunkt T_1 nach der Erzeugung des Zwischenzustands beobachtete Korrelationsfunktion (bis auf Normierungsfaktoren) gegeben durch

$$\overline{W(\vec{k}_1,\vec{k}_2,T_1)} = \frac{\int_{T_1-\tau_o}^{T_1+\tau_o} e^{-t/\tau}\, W(\vec{k}_1,\vec{k}_2,t)\, dt}{\int_{T_1-\tau_o}^{T_1+\tau_o} e^{-t/\tau}\, dt} \qquad \text{(B22)}$$

Darin ist τ die mittlere Lebensdauer des Zwischenzustands, $W(\vec{k}_1,\vec{k}_2,t)$ die zeitabhängige Richtungskorrelationsfunktion, τ_o die Zeitauflösung der Apparatur, $\vec{k}_1$ die Bezugsrichtung und $\vec{k}_2$ die Richtung der verzögert emittierten Zerfallsstrahlung.

Eine Präzession des Kerns im Magnetfeld ist also nur unter der Bedingung, daß die Zeitauflösung der Apparatur klein gegen die Periodendauer der Präzessionsbewegung ist,

$$\tau_o \ll T$$

direkt zu beobachten (differentielle Methode).
(Für den Fall $\tau_o \gg T$ beobachtet man die "integrale Korrelation"

$$\overline{W(\vec{k}_1,\vec{k}_2,\infty)} = \frac{1}{\tau}\int_0^\infty e^{-t/\tau}\, W(\vec{k}_1,\vec{k}_2;t)\, dt \quad) \qquad \text{(B23)}$$

Der Idealfall für eine differentielle Messung liegt dann vor, wenn die mittlere Lebensdauer des Zwischenzustands groß gegen die Zeitauflösung der Apparatur ist und in der Größenordnung

der Periodendauer der Präzession liegt. Wenn zugleich eine große Anisotropie der Zerfallsstrahlung vorliegt, kann man die Präzession des Kerns im Zwischenzustand über mehrere Halbwertszeiten, d. h. über viele Umläufe mit guter Statistik verfolgen und die Präzessionsfrequenz und damit auch das magnetische Dipolmoment des Atomkerns mit hoher Genauigkeit messen. So haben z. B. BLECK et al. [5] den g-Faktor des 197 keV-Zustands im ^{19}F auf 3 % genau gemessen (vgl. Abschnitt C2.2).

Wir fordern also aufgrund der vorangegangenen Betrachtungen für die differentiellen Messungen guter Genauigkeit

$$\tau \gg \tau_0, \text{ d. h. } \tau \geq 10 \text{ ns}$$

$$T \approx \tau$$

Diese Forderungen beschränken naturgemäß die Zahl der Kerne, die sich mit dieser Methode untersuchen lassen. Im Fall des Anregungszustands, der durch die Reaktion $^{75}As + p$ erzeugt wurde, war die erste der Forderungen erfüllt und weitere Untersuchungen erschienen sinnvoll.

C. MESSUNGEN AN DER REAKTION $^{75}As(p,n)^{75}Se$

1. Lebensdauermessungen

1.1 Meßanordnung

Die Messungen, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden, wurden mit dem KN 4000 van de Graaff-Generator des Physikalischen Instituts in Marburg durchgeführt. Dieser Beschleuniger hat eine interne Pulseinrichtung, die es gestattet, den Protonenstrahl in Pulse von etwa 10 ns Dauer bei einer Wiederholfrequenz von 1 MHz zu zerhacken. Nach dem Durchlaufen eines 90^{o} Analysiermagneten passieren die Protonenpulse noch ein transversales elektrisches Wechselfeld mit einer Frequenz von 5 MHz (externe Pulsung) und eine Pulsspaltblende, bevor sie das Target treffen (sh. Übersichtsbild Fig. 4).

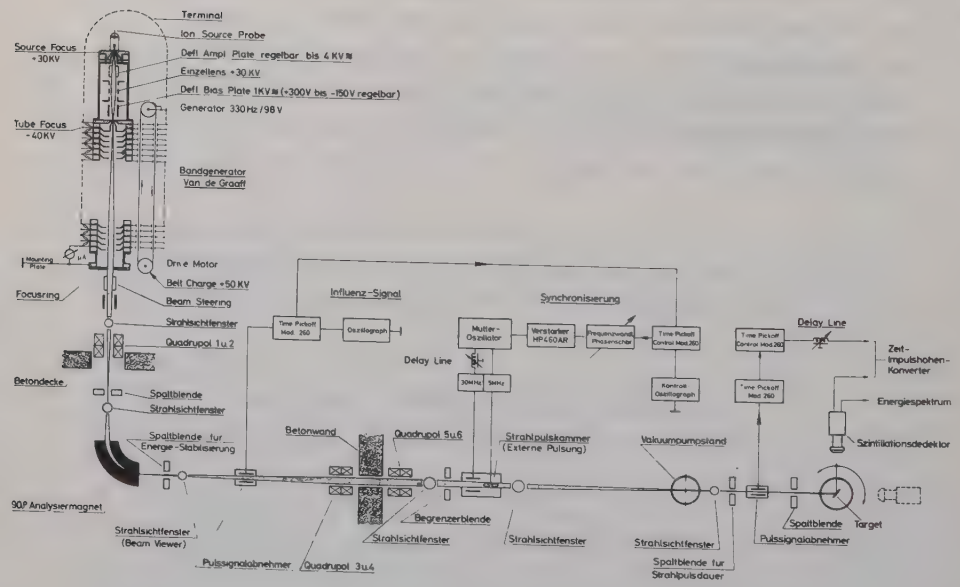

Fig. 4: Übersichtsbild der Strahlführung

Mit Hilfe dieser Anordnung wird die Pulsdauer auf etwa 1 ns reduziert [6], indem man das vom Beschleuniger gelieferte Protonenpaket durch die Ablenkspannung so über die Spaltblende hinwegführt, daß ein Teil des Pakets im Augenblick höchster Ablenkgeschwindigkeit (Nulldurchgang der sinusförmigen Ablenkspannung) den Spalt passiert. Damit man eine möglichst hohe Strahlausbeute gewinnt, muß die Ablenkfrequenz so mit der internen Pulsfrequenz des Beschleunigers synchronisiert werden, daß der entnommene Teilpuls dem Maximum des Beschleunigerpulses entstammt (sh. Fig. 5).

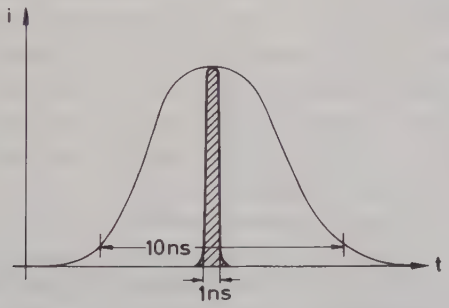

Fig. 5: Strahlimpulsverkürzung

Diese Synchronisation wird auf folgende Weise erreicht: Die Beschleunigerimpulse passieren einen Influenzzylinder (I_1 in Fig. 6), an den ein Tunneldiodendiskriminator angeschlossen ist. Die Ausgangsimpulse dieses Diskriminators triggern einen 5 MHz Sinusgenerator, dessen Ausgangsspannung über einen Phasenschieber den Mutteroszillator des 5 MHz-Senders "mitzieht". Den Phasenschieber stellt man auf Strommaximum am Target ein.

Die verwendete Meßelektronik (Fig.6) entspricht der üblichen "schnell - langsamen" Koinzidenztechnik. Die Zeitnullmarken werden mit Hilfe einer zylindrischen Influenzelektrode I_2 und eines Tunneldiodendiskriminators Z_0D_2 vom Strahlpuls hergeleitet und über eine geeichte variable Verzögerungsleitung (LUMATRON 1202A) dem STOP-Eingang des Zeit-Impulshöhen-Kon-

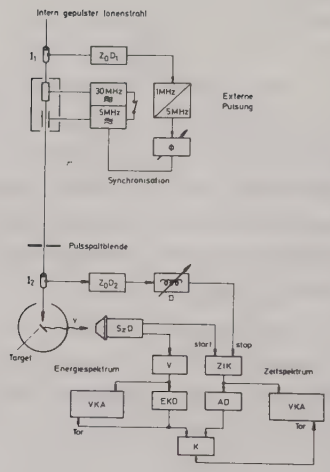

Fig. 6: Blockschaltbild der Meßanordnung für die Messung der Zeitspektren
I_1, I_2 Influenzzylinder; Z_oD_1, Z_oD_2 Zeitnullmarkendiskriminator; Φ Phasenschieber; D geeichte Verzögerungsleitung; SzD Szintillationsdetektor; V Linearverstärker; ZIK Zeit-Impulshöhen-Konverter; EKD Einkanaldiskriminator; AD Amplitudendiskriminator; VKA Vielkanalanalysator; K Koinzidenzstufe

verters (LE CROY 108H) zugeführt. Als γ-Strahlungsdetektor benutzten wir einen mit einem 1" Ø × 1" NaJ(Tl)-Szintillationskristall ausgerüsteten Fotomultiplier 56UVP. Die Anodensignale dieses Multipliers triggern einen Tunneldiodendiskriminator, dessen Ausgangssignale den Sägezahn des Zeit-Impulshöhen-Konverters starten. Die Information über die Energie der nachgewiesenen γ-Quanten wird aus Impulsen am Arbeitswiderstand der 10. Dynode des Multipliers gewonnen, die über Vorverstärker (Operationsverstärker im Meßkopf) und Hauptver-

stärker (TMC 341 DD-Verstärker) einem Einkanaldiskriminator EKD (ORTEC Model 420) zugeleitet werden. Das Koinzidenzgerät KØ (RIDL 27351) stellt eine zeitliche Koinzidenz zwischen Ausgangssignalen des ZIK, die den Amplitudendiskriminator AD (ORTEC Model 420) triggern, und γ-Quanten der interessierenden Energie fest. Falls innerhalb der Koinzidenzauflösezeit 2τ, die dem verwendeten Zeitbereich des ZIK angeglichen wurde, eine solche Koinzidenz auftritt, öffnen die Ausgangsimpulse des Koinzidenzgeräts das lineare Tor des Vielkanalanalysators VKA (NUCLEAR DATA ND 181 FMR), so daß nur die Anteile des durch den ZIK in eine Amplitudeninformation umgewandelten Zeitspektrums registriert werden, die der interessierenden, mit dem Einkanaldiskriminator EKD selektierten Fotolinie entsprechen. Die Zeiteichung des VKA wurde mit prompter γ-Strahlung (Coulombanregung des 136 keV-Niveaus im ^{181}Ta) mit der geeichten Verzögerungsleitung vorgenommen. An sich ist es erforderlich, zu jedem mit dem Vielkanalanalysator aufgenommenen Zeitspektrum eine Zeiteichung durchzuführen, um die kurzzeitigen Schwankungen der Meßapparatur zu berücksichtigen. Diese Kurzzeitschwankungen erwiesen sich bei den hier beschriebenen Messungen als vernachlässigbar, so daß nur für jede Serie von Messungen eine Eichmessung durchgeführt wurde.

Die Eichmessungen sind, da sie mit "prompter" Strahlung durchgeführt werden, gleichzeitig eine gute Kontrolle der Zeitauflösung der Apparatur. Da im vorliegenden Falle die mittlere Lebensdauer, die bestimmt werden sollte, groß gegen die Zeitauflösung der Apparatur war ($\tau \gg \tau_0$), war es nicht erforderlich, die prompten Kurven zur Auswertung mit heranzuziehen (vgl. Abschnitt B1).

Die verwendeten Verzögerungsleitungen LUMATRON 1202A bestehen aus einer Reihe von Koaxialkabeln definierter Länge, die mit Schiebeschaltern nahezu reflexionsfrei in den Weg des zu verzögernden Signals geschaltet werden können. Die minimale Änderung der Verzögerungszeit beträgt 1 ns, die maximale 60 ns. Größere Verzögerungszeiten erreicht man leicht durch Hintereinanderschalten mehrerer solcher Verzögerungsleitungen.

Die Signalqualität (Amplitude, Anstiegszeit) wird dadurch nicht merklich beeinträchtigt.

Zu beachten ist, daß wegen der Benutzung der γ-Signale als Startsignale und der "Maschinensignale" als Stopsignale für den ZIK (Fig. 6) die Zeitskala invertiert ist, d. h. kleinen Zeitdifferenzen entsprechen große Amplituden im Zeitspektrum. Diese Maßnahme ist erforderlich, da der Starteingang des ZIK nur wesentlich kleinere Zählraten verarbeiten kann, als der Stopeingang. Das Blockschaltbild für zweiparametrige Messungen, die wir zur genauen Zuordnung des verzögerten Zerfalls vorgenommen haben (vgl. Abschnitt C1.2), zeigt Fig. 7.

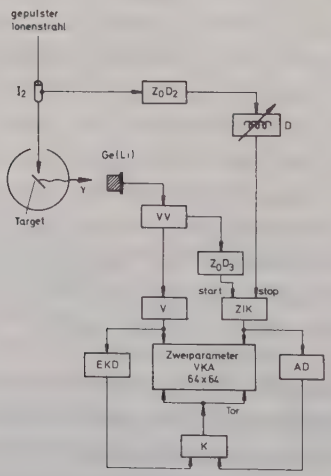

Fig. 7: Blockschaltbild der Meßanordnung für die Messung der Energie-Zeitspektren
I_2 Influenzzylinder; Z_oD_2, Z_oD_3 Zeit-Nullmarkendiskriminator; D geeichte Verzögerungsleitung; VV ladungsempfindlicher Vorverstärker; V Linearverstärker; ZIK Zeit-Impulshöhen-Konverter; EKD Einkanal-Diskriminator; AD Amplitudendiskriminator; VKA Vielkanalanalysator; K Koinzidenzstufe

Als γ-Strahlungsdetektor diente hier ein Ge(Li)-Detektor von 1,14 cm^3 Volumen. Zur Erzeugung der Zeitmarken des Germaniumdetektors wurden die Signale am Ausgang der ladungsempfind-

lichen Eingangsstufe des Vorverstärkers VV (RIDL) auf einen Tunneldiodendiskriminator Z_0D_3 gegeben.

In diesem Falle wird nicht nur das Ausgangsspektrum des ZIK dem Vielkanalanalysator VKA (TMC 4096 Kanal) zur Registrierung zugeführt, sondern gleichzeitig dem zweiten Analog-Digital-Converter ADC_2 des VKA das γ-Energiespektrum. Die linearen Tore beider ADC werden durch das Ausgangssignal des Koinzidenzgeräts K$\not\beta$ geöffnet. Um trotz der verhältnismäßig geringen Kanalzahl von 64 × 64 Kanälen eine hohe γ-Energieauflösung zu erreichen, wurde auf das digitalisierte Energiespektrum ein digitales Fenster gesetzt (TMC Input Format Selector 244A), so daß nur die γ-Strahlung im Energiebereich zwischen etwa 265 keV und 310 keV gespeichert wurde.

1.2 Identifikation des Zustands mit verzögertem Zerfall

Als Targetmaterial für die Messungen diente spektralreines Arsenoxid (As_2O_3) der Firmen JOHNSON, MATTHEY & Co., London bzw. RIEDEL DE HAEN, Seelze. Das Material wurde mit Zaponlack entweder als gepreßte Pille oder als irregulär geformtes Klümpchen in eine pfannenförmige Vertiefung des Targethalters geklebt.

Der Targethalter bestand aus Aluminium, da für die Messungen im Magnetfeld unmagnetisches Material verwendet werden mußte. Um eine Störung der Messungen durch die hohe Ausbeute an energiereicher γ-Strahlung aus der Reaktion $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ zu vermeiden, wurde der Targethalter mit einer Lochmaske aus Silberblech abgedeckt.

Um die Frage der Herkunft der verzögerten γ-Strahlung von etwa 290 keV zu klären, wurde zunächst geprüft, welche Protonenreaktionen am ^{75}As (100 % Isotopenhäufigkeit) und an den Sauerstoffisotopen ^{16}O (99,759 %), ^{17}O (0,037%)und ^{18}O (0,204%) einen Zustand erzeugen konnten, der durch Emission eines Quants von 290 keV Energie zerfällt. In Tabelle 1 sind diejenigen Protonenreaktionen zusammengestellt, die einen Q-Wert > - 3,6 MeV haben [7].

Reaktion	Q-Wert/MeV
$^{75}As(p,\gamma)^{76}Se$	9,515
$^{75}As(p,n)^{75}Se$	- 1,647
$^{75}As(p,\alpha)^{72}Ge$	4,412
$^{16}O\ (p,\gamma)^{17}F$	0,601
$^{17}O\ (p,\gamma)^{18}F$	5,609
$^{17}O\ (p,n)^{17}F$	- 3,542
$^{17}O\ (p,d)^{16}O$	- 1,918
$^{17}O\ (p,\alpha)^{14}N$	1,193
$^{18}O\ (p,\gamma)^{19}F$	7,993
$^{18}O\ (p,n)^{18}F$	- 2,437
$^{18}O\ (p,\alpha)^{15}N$	3,970

Tabelle 1: Q-Werte möglicher Protonenreaktionen

Zu diesen Reaktionen sind noch die Coulombanregung im As und Ag (Lochmaske auf dem Targethalter) hinzuzunehmen.

Eine Inspektion der Termschemata der Endkerne zeigt, daß lediglich die (p,n)-Reaktion zum ^{75}Se und die Coulombanregung im ^{75}As auf Zustände mit Zerfallsenergieen um 290 keV führen. Zur weiteren Klärung haben wir daher die Spektren der Reaktions-γ-Strahlung genauer untersucht.

Messungen des beim Beschuß von ^{75} As mit Protonen erzeugten Gammaspektrums mit einem NaJ(Tl)-Szintillationsdetektor liefern Spektren mit einem relativ breiten Maximum P bei etwa 285 keV (Fig. 8).

Um die Zerfallsenergie des Zustands mit verzögertem Zerfall genauer zu bestimmen, haben wir Messungen mit einem Ge(Li)-

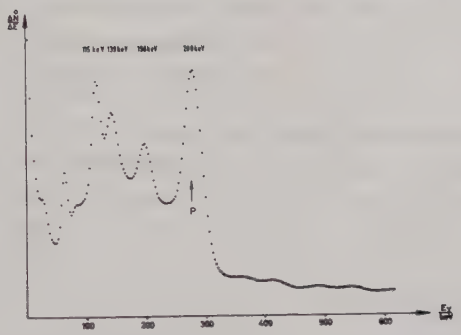

Fig. 8: Das γ-Spektrum der Reaktion $^{75}As + p$ bei E_p = 3,5 MeV, gemessen mit NaJ(Tl)-Szintillationsdetektor (1" Ø × 1")

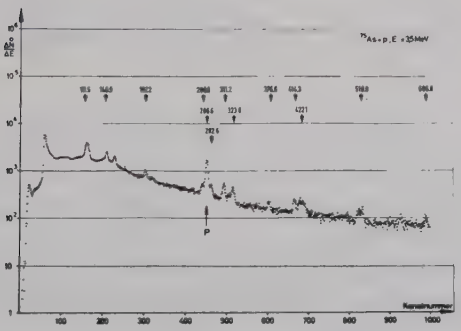

Fig. 9: Das γ-Spektrum der Reaktion $^{75}As + p$ bei E_p = 3,5 MeV, gemessen mit Ge(Li)-Detektor (1,9 cm^2 × 0,6 cm)

Detektor durchgeführt. Ein so gewonnenes γ-Spektrum, das bei einer Protonenenergie von E_p = 3,5 MeV gemessen wurde, zeigt Fig. 9. Man sieht, daß das breite Maximum P aus dem NaJ-γ-Spektrum (Fig. 8) in drei Linien aufgelöst wird, denen man die Energieen 280 keV, 287 keV und 293 keV zuordnen kann.

Messungen unterhalb der Reaktionsschwelle für die Reaktion $^{75}As(p,n)^{75}Se$ (Q = - 1,647 MeV) zeigen ebenso wie die Messung des γ-Spektrums aus der Reaktion $^{75}As(\alpha,\alpha'\gamma)^{75}As$ [8], das in Fig. 10 dargestellt ist, daß von den drei interessierenden Linien die Linien bei 280 keV und 293 keV Übergängen im ^{75}As (Coulombanregung) zuzuordnen sind.

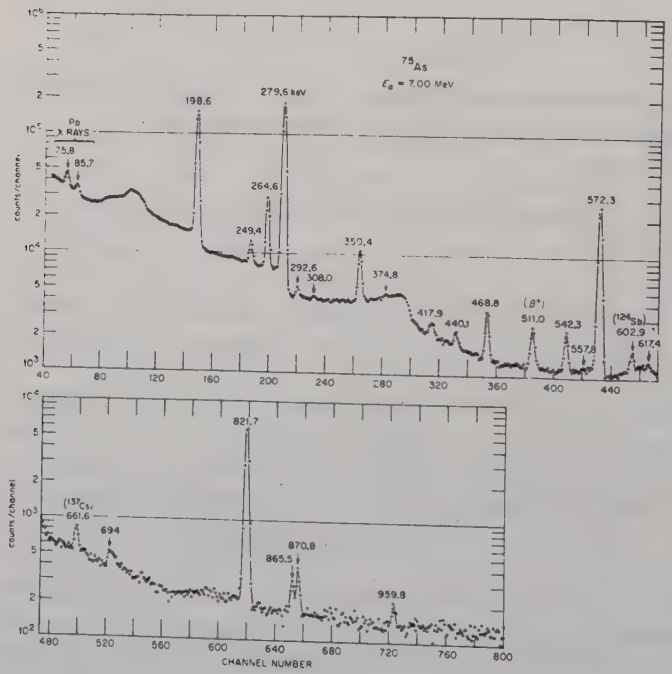

Fig. 10: Coulombanregung im ^{75}As [8]

Die Linie bei 287 keV entspricht dagegen einem Übergang aus einem Anregungszustand im ^{75}Se, der durch die (pn,γ)-Reaktion

bei genügend hoher Einschießenergie erzeugt wird. Die γ-Linien bei 311 keV, 324 keV, 414 keV und 422 keV sind durch Coulombanregung in der Lochmaske des Targethalters entstanden, sie entsprechen Übergängen im ^{107}Ag bzw. ^{109}Ag.

Um festzustellen, welcher der drei γ-Linien im Ge(Li)-Spektrum der verzögerte Zerfall zuzuordnen ist, haben wir Zweiparametermessungen vorgenommen (Blockschaltbild der Meßelektronik in Abschnitt C1.1)

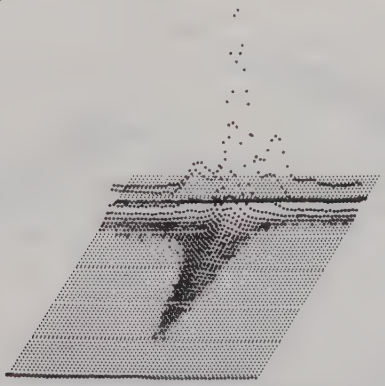

Fig. 11: Das Energie-Zeitspektrum der Reaktion $^{75}As + p$ bei E_p = 3,5 MeV aufgenommen mit einem Ge(Li)-Detektor und einem Zweiparameter-Vielkanalanalysator (Abszisse: Energie, Ordinate: Zeit) γ-Energiebereich 265 bis 310 keV, Zeitbereich 200 ns

Fig. 11 zeigt ein solches Zweiparameterspektrum. Das Bild ist eine Fotografie des Displays des Zweiparameteranalysators; in x-Richtung ist die γ-Energie aufgetragen, dabei ist der Energienullpunkt durch das digitale Fenster (sh. Abschnitt C1.1) unterdrückt. Entgegen der y-Achse läuft die Zeitachse, der Zeitnullpunkt befindet sich etwa am oberen Ende der y-Achse.

Eine Zeiteichung wurde bei dieser Übersichtsmessung nicht vorgenommen.

Man erkennt die drei Linien bei 280 keV, 287 keV und 293 keV und sieht zugleich deutlich, daß der verzögerte Zerfall der

mittleren Fotolinie, also der Linie mit 287 keV Quantenenergie zugeordnet werden muß. Die Figuren 12 und 13 verdeutlichen diesen Sachverhalt noch einmal.

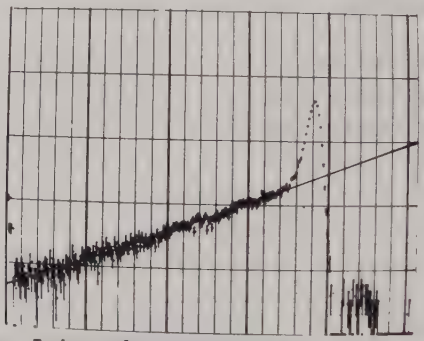

Fig. 12: Das Zeitspektrum des 287 keV-Übergangs im ^{75}Se, gemessen mit Ge-Li-Detektor, Zeitbereich 200 ns

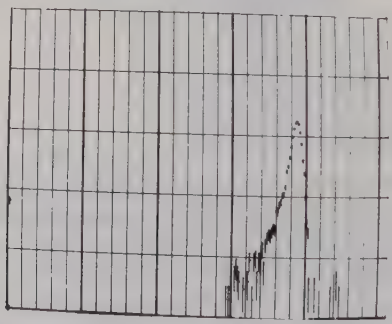

Fig. 13: Das Zeitspektrum des 293 keV-Übergangs im ^{75}As, gemessen mit Ge-Li-Detektor, Zeitbereich 200 ns

In Fig. 12 ist ein Zeitspektrum aus einer Einparametermessung mit dem Ge(Li)-Detektor dargestellt, bei der der Einkanaldiskriminator zur Energieselektion auf die 287 keV-Linie eingestellt wurde. Man sieht deutlich den überwiegenden Anteil an verzögerten Zerfällen in diesem Spektrum. In Fig. 13 dagegen wurde der Einkanaldiskriminator auf die 293 keV-Linie eingestellt, das Zeitspektrum zeigt einen praktisch prompten Zerfall.

Die Lebensdauer des dritten in Fig.11 ersichtlichen Zerfalls, des 280 keV-Niveaus im ^{75}As, ist mehrfach bestimmt worden und für unsere Verhältnisse als prompt anzusehen, der neueste Wert ist [9]

$$T_{1/2}(280\ keV - {}^{75}As) = (4,02 \pm 0,03) \times 10^{-10}\ s.$$

1.3 Auswertung der Lebensdauermessungen

Wie wir im vorigen Abschnitt gesehen haben, ist der verzögerte Zerfall dem 287 keV-Niveau im ^{75}Se zuzuordnen. Zur genauen Bestimmung der Lebensdauer dieses Niveaus haben wir eine Serie von Messungen durchgeführt. Alle Zeitspektren, die für die Messung der Lebensdauer des 287 keV-Zustands im ^{75}Se aufgenommen und zur Auswertung herangezogen wurden, sind mit dem NaJ(Tl)-Detektor gewonnen worden. Das hatte folgende Gründe:

1) Die Zeitauflösung des NaJ(Tl)-Detektors ist erheblich besser als die des Ge(Li)-Detektors (τ_o (NaJ(Tl), 280keV) $\approx$ 2 ns, τ_o (Ge(Li), 280 keV) $\approx$ 5 ns). Die schlechtere Zeitauflösung des Ge(Li)-Detektors ist im wesentlichen auf das erheblich schlechtere Signal/Rauschverhältnis am Ausgang des Detektors zurückzuführen.
2) Die schlechtere Energieauflösung des NaJ(Tl)-Detektors im Vergleich zum Ge(Li)-Detektor bringt zwar einen erheblich höheren Anteil prompter Beimischung im Zeitspektrum, der von γ-Quanten aus dem Zerfall des 280 keV-Niveaus und von 293 keV-Quanten des Zerfalls 573 keV - 280 keV im ^{75}As herrührt. Wegen der guten Zeitauflösung des NaJ(Tl)-Detektors wird die Auswertung der Zeitspektren jedoch nicht beeinträchtigt, denn mit $\tau_o \approx$ 2 ns, $\tau \simeq$ 30 ns ist die Bedingung $\tau >> \tau_o$ erfüllt (vgl. Abschnitt B1).

Alle Zeitspektren konnten daher nach der Slope-Methode ausgewertet werden.

Eine gewisse Schwierigkeit stellt die Berücksichtigung eines zeitlich gleichverteilten Untergrundes zufälliger Koinzidenzen dar, der zum Teil auf Streustrahlung aus der Umgebung des Detektors (Blenden, Ablenkplatten der externen Pulsung usw.) zurückzuführen ist. Da die Targetkammer in relativ beengten räumlichen Verhältnissen aufgebaut war, trugen auch die bei der (p,nγ)-Reaktion entstehenden Neutronen durch (n,γ)-Prozesse in der Umgebung zur Untergrundsstrahlung bei.

Schätzt man die Geschwindigkeit der energiereichsten Neutronen aus der (p,n)-Reaktion einmal ab, so ergibt sich ein Wert von etwa $2 \cdot 10^9$ cm s^{-1}, der Nachweis dieser Neutronen bzw. der durch sie erzeugten γ-Quanten verfälscht bei ca. 20 cm Laufweg die ersten 10 ns des Zeitspektrums. Da dieser Bereich des Zeitspektrums ohnehin durch die nachgewiesenen prompten Ereignisse beeinflußt wird, wird er bei der Auswertung grundsätzlich nicht berücksichtigt.

Die Auswertung der Messungen wurde sicherheitshalber noch nach einem zweiten Verfahren durchgeführt. Bei diesem Verfahren wird an das gemessene Spektrum mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Exponentialfunktion mit konstantem Untergrund

$$F(t) = A + B \cdot \exp(- t/C)$$

angepaßt. Der aus der Anpassung ermittelte Parameter C ist die mittlere Lebensdauer des zerfallenden Zustands. Bei dieser Anpassung muß derjenige Teil des Zeitspektrums, in dem prompte Ereignisse und eventuelle Neutronenprozesse registriert werden, natürlich ebenfalls unberücksichtigt bleiben.

Fig. 14 zeigt ein nach der Slope-Methode ausgewertetes Zeitspektrum. Das Bild ist eine Fotografie vom Bildschirm der elektronischen Rechenanlage CAE C 90-40 (französischer Lizenznachbau der amerikanischen SDS 930) im Physikalischen Institut in Marburg.

Fig. 15 zeigt die Anpassung der Funktion F(t) an das gleiche Zeitspektrum. In Fig. 16 ist die Differenz zwischen der gemessenen und der durch die Anpassung berechneten Kurve aufge-

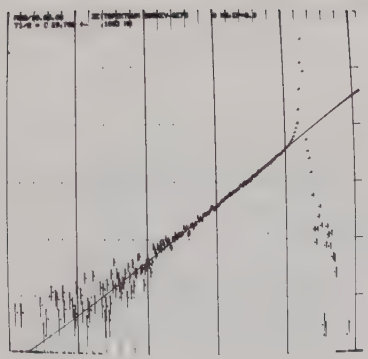

Fig. 14: Zeitspektrum des 287 keV-Übergangs im ^{75}Se, gemessen mit NaJ(Tl)-Detektor, Zeitbereich 500 ns. Auswertung nach der "Slope-Methode"

tragen, verglichen mit der durch $\pm \sqrt{N}$ gegebenen mittleren statistischen Abweichung der Meßwerte.

Insgesamt wurden 47 Zeitspektren nach beiden Methoden ausgewertet. Nach der Slope-Methode ergibt sich ein gewogenes arithmetisches Mittel von

$$T_{1/2}(\text{Slope}) = (29{,}82 \pm 0{,}02)\ \text{ns}$$

die Anpassung der Exponentialfunktion mit Untergrund liefert

$$T_{1/2}(\text{Fit}) = (29{,}63 \pm 0{,}05)\ \text{ns}.$$

Der Mittelwert aus den Ergebnissen beider Methoden ist dann

$$T_{1/2}(\text{Mittel}) = (29{,}73 \pm 0{,}04)\ \text{ns}.$$

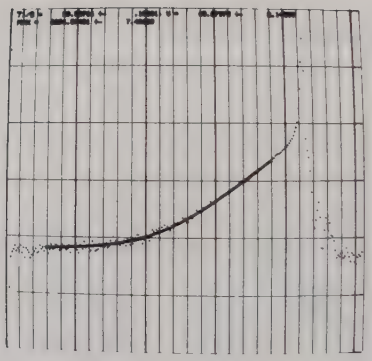

Fig. 15: Auswertung des Zeitspektrums aus Fig. 14 nach der "Fit"-Methode

In dieser Angabe ist allein der statistische Fehler enthalten. Um systematische Fehler zu berücksichtigen, verdoppeln wir die Fehlerbreite und geben als Ergebnis der Lebensdauermessung an:

$$T_{1/2}(^{75}\text{Se}, 287\ \text{keV}) = (29{,}7 \pm 0{,}1)\ \text{ns}.$$

Der von uns gemessene Wert steht in erheblichem Widerspruch zu den uns bekannten bisherigen Werten von $T_{1/2} < 2$ ns (LOBKOWITZ und MARMIER [10]) und $T_{1/2} < 1$ ns (N.A. TUBBS [11]). TUBBS spricht allerdings von einer "kleinen Beimischung ($\approx$10%) verzögerter Strahlung", deren Ursprung er nicht klären konnte. Die Messungen wurden von TUBBS bei 2,9 MeV Protonenenergie durchgeführt, zur Erhöhung der Strahlintensität im Puls

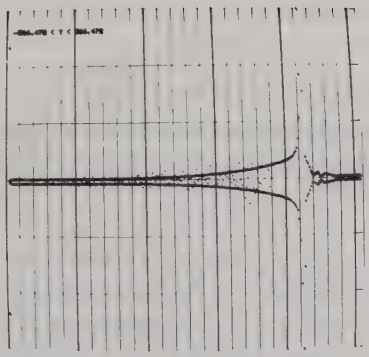

Fig. 16: Differenz zwischen gemessenem und berechnetem Spektrum im Vergleich mit $\pm \sqrt{N}$

diente ein Mobley-Magnet, so daß man annehmen kann, daß mit sehr hohen Einzelzählraten gemessen wurde. Nach unserer Meinung maskiert der hohe Anteil prompter Zerfälle des coulombangeregten 280 keV-Niveaus im ^{75}As bei Messung des Zeitspektrums mit NaJ(Tl)-Detektoren, insbesondere bei Messungen wenig oberhalb der Schwelle für die (p,n)-Reaktion und bei hohen Einzelzählraten den verzögerten Zerfall des 287 keV-Niveaus im ^{75}Se, so daß vielleicht daher diesem Niveau irrtümlich ein prompter Zerfall zugeschrieben wurde.

2. Anwendung der Spin-Präzessionsmethode

2.1 Meßanordnung

Zur Bestimmung des Kern-g-Faktors nach der differentiellen Spin-Präzessionsmethode muß man auf die Atomkerne im angeregten Zustand ein zeitlich konstantes, homogenes Magnetfeld einwirken lassen.

Da die Anregung der Kerne in unserem Falle durch eine Kernreaktion erfolgt, wurde eine Targetkammer konstruiert, die zwischen die Polschuhe eines Elektromagneten eingespannt wird.

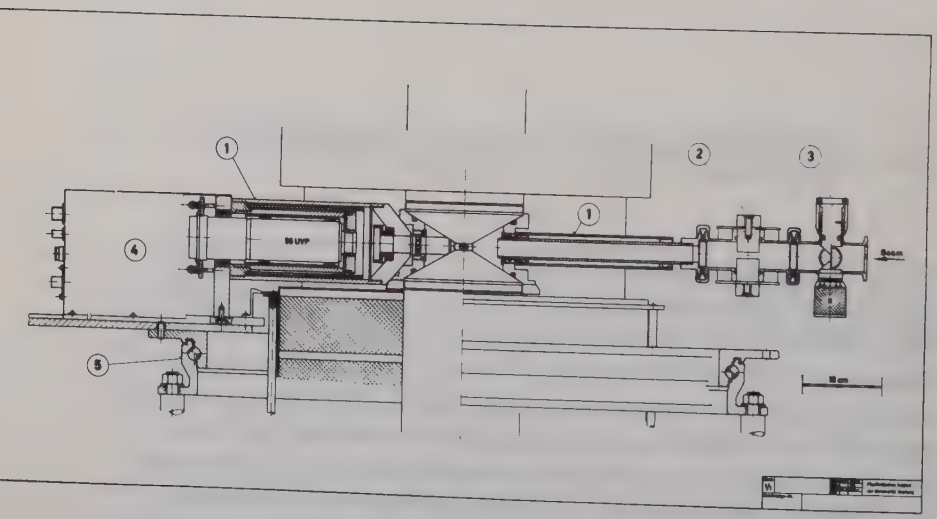

Fig. 17: Experimenteller Aufbau für die g-Faktor-Bestimmung

1: Eisenrohr; 2: Hilfsmagnet zur Vorablenkung;
3: Spaltblenden; 4: Szintillationsdetektor;
5: Drehkranz

Fig. 17 zeigt den experimentellen Aufbau. Die Wandung der Targetkammer besteht auf der dem Strahleintritt abgewandten Seite aus Plexiglas, das den Einblick in die Kammer während der Justage gestattet. Außer dem Flansch für den Strahleintritt und dem Ansatz für den Targethalter befinden sich auf dem Umfang der Kammer weitere Stutzen für das Einbringen einer Probespule zur Messung des Magnetfelds am Ort des Targets und für die Montage einer Lampe zur Beleuchtung des Kammerinneren.

Bei der Messung sind gewisse Vorsichtsmaßregeln zu beachten, die aus der Tatsache resultieren, daß geladene Teilchen infolge der Lorentzkraft im Magnetfeld eine Ablenkung erfahren.

So wird der einfallende Teilchenstrahl durch das Magnetfeld im Bereich der Targetkammer so stark abgelenkt, daß er das im Zentrum der Targetkammer, d. h. im Durchstoßpunkt der Drehachse des Detektors durch die Symmetrieebene zwischen den Polschuhen, befindliche Target ohne Gegenmaßnahmen nicht mehr trifft.

Um diese Strahlablenkung zu kompensieren, wird der Strahl durch ein Hilfsfeld, das gerade außerhalb des Streufelds des Hauptmagneten (BRUKER B-E15B8) von einem kleinen Elektromagneten erzeugt wird, so weit aus seiner ursprünglichen Bahn ausgelenkt, daß die Ablenkung durch das Hauptfeld ihn auf das Targetzentrum zurückführt (sh. Fig. 18). Der Auftreffort des Strahls konnte auf einer Quarzscheibe, die anstelle des Targets ins Kammerzentrum gebracht wurde, beobachtet werden und der Hilfsmagnetstrom so eingestellt werden, daß der Strahl im Kammerzentrum auf das Target traf.

Die Ströme des Hilfsmagneten und des Hauptmagneten wurden elektronisch stabilisiert. Zur Erzielung einer hohen Einstellgenauigkeit bzw. Reproduzierbarkeit der Größe des Hauptfeldes wurde die Spannung an einem vom Strom des Hauptmagneten durchflossenen Präzisionswiderstand mit einem 4-stelligen Digitalvoltmeter gemessen.

Da auch die Fokussierung der Elektronen in dem als Detektor verwendeten Fotomultiplier durch magnetische Streufelder, die

auf die verhältnismäßig langsamen Elektronen ($U_b \approx 200$ V) wirken, erheblich gestört wird, mußten auch hier entsprechende Gegenmaßnahmen getroffen werden. Der Multiplier wurde zur Abschirmung des Magnetfelds mit konzentrischen Zylindern aus Mumetall und Eisen umgeben (sh. Fig.17). Bei einem so abgeschirmten Multiplier war eine Störung durch das Magnetfeld, die sich in einer Abnahme der Ausgangsamplitude und einer erheblichen Verschlechterung der Zeitauflösung zeigt, praktisch nicht mehr nachweisbar.

Die Zeitspektren $C(\theta,t)$ wurden unter 45^o und -45^o zur ursprünglichen Strahlrichtung, d. h. zur Einfallsrichtung des Teilchenstrahls bei ausgeschalteten Magnetfeldern, gemessen. Das Target stand dabei unter 90^o zu dieser Richtung, so daß für die γ-Strahlung bei beiden Detektorstellungen identische Absorptionsverhältnisse gegeben waren.

Fig. 18: Geometrie der g-Faktor-Messung

Wie Fig. 18 zeigt, ist der Winkel θ, unter dem das Zeitspektrum gemessen wird, von der Einfallsrichtung des Strahls auf das Target abhängig, da er auf diese Richtung bezogen wird. Die Einfallsrichtung des Strahls ist aber in komplizierter Weise magnetfeldabhängig und daher nicht bekannt. Es genügt jedoch, die Winkeldifferenz zwischen beiden Meßstellungen zu 90^{o} zu machen, um die Zeitspektren einfach auswerten zu können. Für die weitere Auswertung wurde das Verhältnis

$$R(t) = 2 \cdot \frac{C(\theta,t) - C(\theta - 90^{o},t)}{C(\theta,t) + C(\theta - 90^{o},t)} \qquad (C1)$$

mit $C(\theta,t) = A \cdot e^{-t/\tau} \cdot W(\theta;t,B)$ gebildet.

A ist darin ein Amplitudenfaktor; der Faktor $e^{-t/\tau}$ beschreibt den exponentiellen Zerfall des Zustands mit der mittleren Lebensdauer τ. $W(\theta;t,B)$ beschreibt die gestörte Richtungskorrelation der Zerfalls-γ-Strahlung in bezug auf den einfallenden Teilchenstrahl.

Der Amplitudenfaktor A und der Exponentialfaktor lassen sich aus Gl.(C1) herauskürzen. $W(\theta;t,B)$ ist gegeben durch

$$W(\theta;t,B) = \sum_{k=o}^{4} A_k(1)\, A_k(2)\, P_k(\cos(\theta-\omega_L t))$$

(Vgl. Gl. (B21)).

Wenn wir uns hier auf den Fall beschränken, daß die A_4-Koeffizienten der Richtungskorrelation verschwinden bzw. hinreichend klein sind, so ergibt sich durch Einsetzen in Gl.(C1):

$$R(t) = \frac{3\, A_2(1)A_2(2)\, \cos(2\theta-2\omega_L t)}{2 + \frac{1}{2}\, A_2(1)\, A_2(2)}$$

bzw. mit der Abkürzung

$$A_2 = A_2(1) \cdot A_2(2)$$

$$R(t) = \frac{3\, A_2\, \cos(\, 2\theta - 2\omega_L t)}{2 + \frac{1}{2}\, A_2} \qquad (C2)$$

Da θ konstant ist, besteht das "reduzierte Zeitspektrum" R(t) also für den Fall, daß der A_4-Koeffizient der Richtungskorrelation vernachlässigbar klein ist, aus einer reinen Cosinusschwingung mit einer Frequenz, die gleich der doppelten Lamorfrequenz ω_L ist.

2.2 Testmessungen am ^{19}F; Ergebnisse

Um die Apparatur und das Auswerteverfahren zu prüfen, wurde der bekannte g-Faktor des zweiten Anregungszustands im ^{19}F ($I^\pi = \frac{5^+}{2}$) bei 197 keV gemessen (sh. Fig. 19).

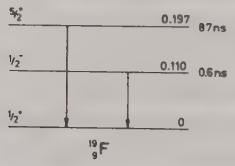

Fig. 19: Ausschnitt aus dem Termschema des ^{19}F

Dieser Zustand bietet sich für Testmessungen an, da er die Voraussetzungen für eine g-Faktor-Bestimmung nach der differentiellen Spin-Präzessions-Methode in idealer Weise erfüllt:

1. Der Zustand ist durch die Reaktion $^{19}F(p,p'\gamma)^{19}F$ leicht zu bevölkern.
2. Die Lebensdauer des Zustands ist lang ($T_{1/2} = (87 \pm 2)$ns)[12].
3. Die Anisotropie der Zerfalls-γ-Strahlung ist groß.

Als Targetmaterial diente bei den Messungen CaF_2-Pulver, das als Pille in eine pfannenförmige Vertiefung des Targethalters gepreßt wurde, d. h. ein "dickes Target", in dem die eingeschossenen Teilchen zur Ruhe kommen. Die Energie der eingeschossenen Protonen betrug E_p = 3,3 MeV. CaF_2 hat kubisch-raumzentrierte Kristallstruktur, es daher anzunehmen, daß infolge der hohen Kristallsymmetrie Störungen der Richtungskorrelation, wie sie bei anderen Fluorverbindungen durch die Wechselwirkung des Kernquadrupolmoments im angeregten Zustand

($Q(^{19}F, 198\ keV) = -0{,}1$ barn) mit dem Kristallfeldgradienten auftreten, keine Rolle spielen [13].

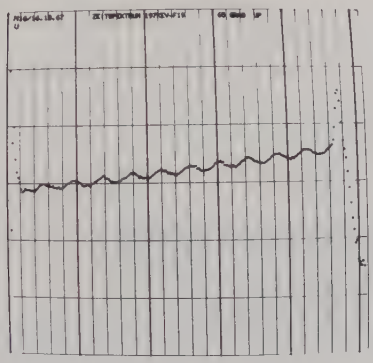

Fig. 20: Zeitspektrum des Zerfalls des $5/2^+$-Zustands im ^{19}F, Magnetfeld am Target B = 24,6 kG

Fig. 20 zeigt ein Zeitspektrum, das bei einem Magnetfeld von 24,6 kG aufgenommen wurde. Wie deutlich zu sehen ist, ist die Zerfallskurve, die in dieser halblogarithmischen Darstellung eine Gerade ist, mit einer Cosinusschwingung moduliert.

Zur Auswertung dieser Messungen wurde ein Rechenprogramm geschrieben, das die Bildung des reduzierten Zeitspektrums R(t) (G1.(C1)) aus der Summe und der Differenz der mit einem Winkelunterschied von 90^o gemessenen Zeitspektren vornimmt, und sodann an diese Funktion R(t) eine Funktion

$$S(t) = A \cdot \sin(2\omega_L t + \varphi) \qquad (C3)$$

nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate anpaßt. Aus dem durch diese Anpassung gewonnenen Parameter ω_L läßt sich nach

Gl.(B16)

$$g = - \frac{\omega_L \mu_N B}{\hbar}$$

bestimmen.

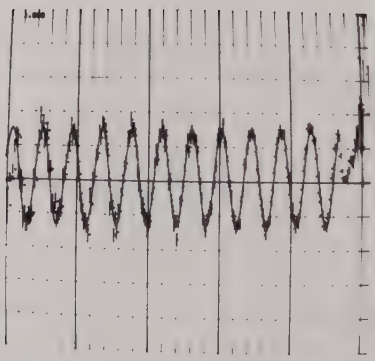

Fig. 21: Reduziertes Zeitspektrum R(t), 197 keV-^{19}F, B = 24,6 kG
Abszissenteilung: 10 Kanäle/Teilstrich
Ordinatenteilung: 0,2/Teilstrich

Fig. 21 zeigt ein reduziertes Zeitspektrum R(t) mit den zugehörigen Fehlerbalken und dazu die angepaßte Funktion S(t).

In Tabelle 2 sind die Resultate der Testmessungen am Fluor zusammengefaßt.

Als Mittelwert dieser Messungen ergibt sich für den $5/2^+$-Zustand bei 197 keV im ^{19}F ein g-Faktor von

$$g(^{19}F, 197 \text{ keV}) = 1{,}44 \pm 0{,}01)$$

Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem genauesten uns bekannten Wert von

$$g = 1{,}442 \pm 0{,}003$$

Messung	Ergebnis
M04/21. 2. 68	g = 1,45 ± 0,03
M04/23. 2. 68	g = 1,44 ± 0,03
M04/26. 2. 68	g = 1,44 ± 0,03
M09/26. 2. 68	g = 1,41 ± 0,05
M04/ 6. 3. 68	g = 1,45 ± 0,03
M16/ 6. 3. 68	g = 1,44 ± 0,03
M19/ 6. 3. 68	g = 1,45 ± 0,03
M02/10. 4. 68	g = 1,44 ± 0,05

Tabelle 2: Ergebnisse der g-Faktor-Messungen am ^{19}F

[5], dessen Präzision durch Vergleich mit einer gleichzeitig durchgeführten Protonenresonanzmessung erzielt wurde.

Als Mittelwert der Anisotropie erhalten wir

$$\overline{R_{max}} = 0,21 \pm 0,01$$

entsprechend einem Wert für A_2 von

$$A_2 = 0,145 \pm 0,007.$$

2.3 Messungen am ^{75}Se; Ergebnisse

Entsprechend unserer ursprünglichen Zielsetzung führten wir Messungen zur Bestimmung des g-Faktors des zweiten Anregungszustands im ^{75}Se durch. Die Messungen wurden analog zu den im vorigen Abschnitt beschriebenen Testmessungen am ^{19}F durchgeführt.

Messungen bei einer Einschießenergie von E_p = 3,9 MeV ergaben keine periodische Struktur der gemessenen Zeitspektren.

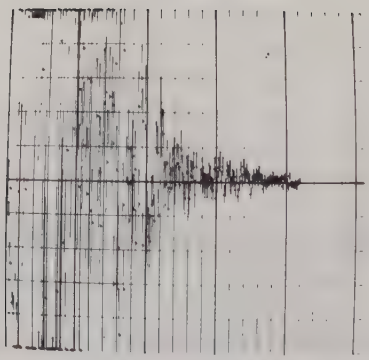

Fig. 22: Reduziertes Zeitspektrum R(t), 287 keV - ^{75}Se,B = 24,6kG
Abszissenteilung: 10 Kanäle/Teilstrich
Ordinatenteilung: 0,05/Teilstrich

Fig. 22 zeigt ein reduziertes Zeitspektrum aus der Reihe der Messungen am ^{75}Se.

Da wir vermuteten, daß die Anisotropie der Zerfalls-γ-Strahlung eventuell bei hoher Einschießenergie durch die Beteiligung mehrerer Compoundkernniveaus bei der Erzeugung des angeregten Zwischenzustands beeinträchtigt sein könnte, wiederholten wir die Messungen bei niedriger Einschießenergie (E_p=2,6MeV), die die Bildung des zweiten Anregungszustands gerade noch mit merklichem Wirkungsquerschnitt zuläßt.

Wir fanden aber auch bei diesen Messungen keine signifikante Modulation des Zeitspektrums.

Diese Tatsache legt die Vermutung nahe, daß es sich bei dem angeregten Zwischenzustand bei 287 keV um einen Zustand mit I = 1/2 handelt; Zwischenzustände mit I = 1/2 haben eine iso-

trope Richtungskorrelation.

Zweifel an der Eignung der (p,n)-Reaktion zur Bestimmung von g-Faktoren angeregter Kernzustände erwiesen sich als grundlos, wie der nächste Abschnitt zeigt.

2.4 Bestimmung des g-Faktors des ersten angeregten Zustands im ^{71}Ge

Etwa im gleichen Zeitraum, in dem die Messungen an der Reaktion $^{75}As(p,n)^{75}Se$ durchgeführt wurden, haben wir Messungen an einer anderen (p,n)-Reaktion zur g-Faktor-Bestimmung durchgeführt. Wir erzeugten mit der Reaktion $^{71}Ga(p,n)^{71}Ge$ den ersten angeregten Zustand im ^{71}Ge bei 175 keV mit $I^{\pi} = 5/2^-$ (sh. Fig.23), der eine Lebensdauer von 70 ns hat [14].

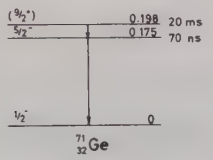

Fig. 23: Ausschnitt aus dem Termschema von ^{71}Ge

Der Q-Wert der Reaktion ist Q = - 1,018 MeV [16].
Fig. 24 zeigt ein repräsentatives reduziertes Zeitspektrum.
In Tabelle 3 sind die Meßergebnisse zusammengestellt.

Messung	Ergebnis
M08/6. 3. 68	g = 0,405 ± 0,024
M10/6. 3. 68	g = 0,404 ± 0,014
S01/6. 3. 68	g = 0,403 ± 0,012
M21/6. 3. 68	g = 0,408 ± 0,016
M23/6. 3. 68	g = 0,411 ± 0,016
S03/6. 3. 68	g = 0,407 ± 0,010

Tabelle 3: Ergebnisse der g-Faktor-Messungen am ^{71}Ge

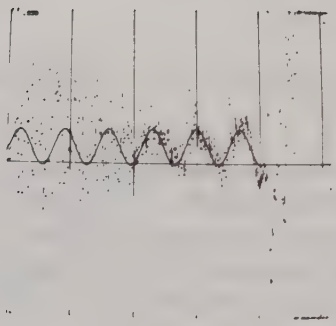

Fig. 24: Reduziertes Zeitspektrum R(t), 175 keV - ^{71}Ge
B = 24,4 kG
Abszissenteilung: 10 Kanäle/Teilstrich
Ordinatenteilung: 0,05/Teilstrich

Aus diesen Messungen ergibt sich ein Mittelwert von

$$g(^{71}\text{Ge, 175 keV}) = 0{,}406 \pm 0{,}006$$

in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem von MORGENSTERN et. al. angegebenen Wert [15]

$$g = 0{,}406 \pm 0{,}004.$$

Als Mittelwert der Anisotropie erhielten wir in diesem Falle

$$\overline{R_{max}} = 0{,}031 \pm 0{,}002,$$

entsprechend einem A_2-Koeffizienten von

$$A_2 = 0{,}021 \pm 0{,}001.$$

Dieses Resultat demonstriert, daß (p,n)-Reaktionen jedenfalls nicht grundsätzlich ungeeignet zur Bestimmung von Kern-g-Faktoren sind.

Es zeigt andererseits, daß der Wert einer eventuell vorhandenen Anisotropie der Zerfalls-γ-Strahlung des 287 keV-Niveaus im ^{75}Se noch erheblich unter dem im Fall des ^{71}Ge ermittelten Wert von 3 % liegen muß, da selbst unter diesen schwierigen Bedingungen die Auswertung der gemessenen Zeitspektren ein eindeutiges und genaues Resultat ergab.

D. DISKUSSION DER ERGEBNISSE DER MESSUNGEN AM ^{75}Se MIT HILFE DES NILSSON-MODELLS

1. Das Niveauschema des Kerns ^{75}Se

Wir wollen nunmehr versuchen, die Ergebnisse der Messungen am ^{75}Se, d. h. die lange Lebensdauer des zweiten Anregungszustandes bei 287 keV und die Isotropie der Zerfalls-γ-Strahlung dieses Niveaus theoretisch zu deuten. Zu diesem Zweck wollen wir zunächst einmal zusammenstellen, was bisher an experimentellen Daten über den Kern ^{75}Se bekannt ist.

In Fig. 25 sind die Niveauschemata des Kerns ^{75}Se und seiner Nachbarkerne dargestellt, soweit sie für diese Untersuchung relevant sind. Das Niveauschema von ^{75}As wurde den NUCLEAR DATA SHEETS [16] entnommen, das Niveauschema von ^{75}Se der Arbeit von TUBBS [11]. Im Schema des Kerns ^{75}Se in Fig. 25 sind links die von TUBBS aus den Neutronengruppen der Reaktion ^{75}As(p,nγ)^{75}Se ermittelten Anregungsenergieen eingetragen, rechts diejenigen Werte für die Anregungsenergieen, die von TUBBS aufgrund von Messungen der γ-Übergangsenergieen mit einem Ge(Li)-Detektor ermittelt wurden ($\leqq$ 664 keV) bzw. die von LOBKOWITZ und MARMIER [10] aus Messungen mit einem NaJ(Tl)-Detektor ermittelten Werte ($\geqq$ 750 keV).

Der einzige Spinwert im ^{75}Se, der bisher eindeutig bestimmt wurde, ist der Spin des Grundzustands, der spektroskopisch zu 5/2 gemessen wurde [16],[17]. Die Parität des Grundzustands sollte aufgrund folgender Überlegungen positiv sein:

Der log ft-Wert (6,1) für den Elektroneneinfang-Übergang zum 400,5 keV-Niveau im ^{75}As zeigt, daß der Übergang erlaubt ist ($\Delta J = 0, \pm 1, \Delta\pi$ = no). Die Parität des 400,5 keV-Niveaus im ^{75}As ist aber positiv, wie sich aus γ-γ-Richtungskorrelationsmessungen im ^{75}As ergibt, sowie aus der Tatsache, daß keine E2-Coulombanregung dieses Niveaus möglich ist.
(ROBINSON et al. [8] fanden bei ihren Untersuchungen der Coulombanregung im ^{75}As eine E1- und E3-Anregung dieses Zustands.)

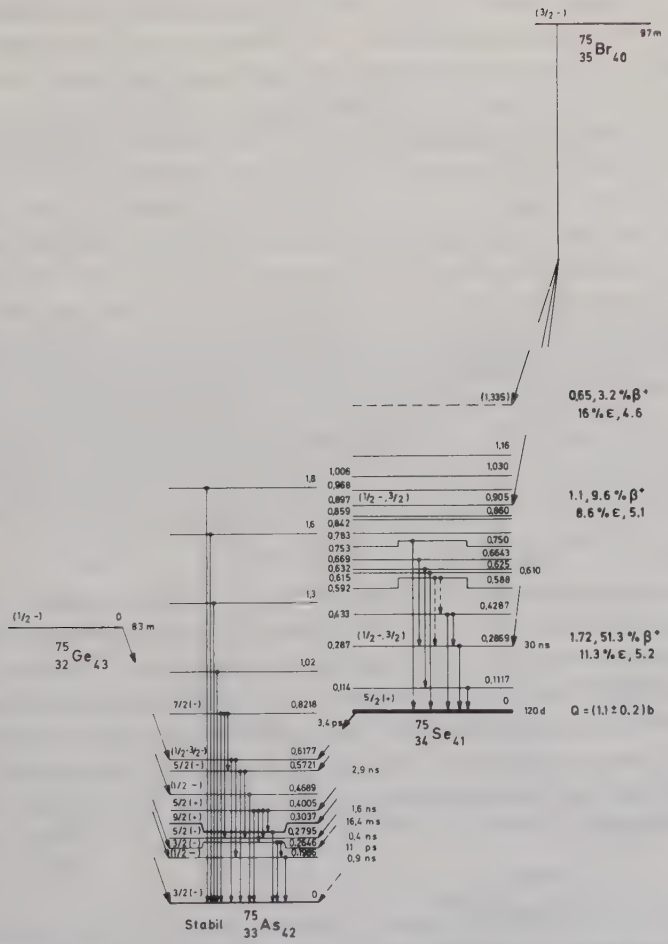

Fig. 25: Termschemata des ^{75}Se und seiner Nachbarkerne

FULTZ und POOL [18] sowie BASKOVA et al. [19] haben den β^+- bzw. ε-Zerfall des ^{75}Br in das ^{75}Se untersucht. Aus den aus diesen Messungen bestimmten log ft-Werten, die im Niveauschema bei den entsprechenden Übergängen eingetragen sind, folgt, daß es sich bei den β-Übergängen vom Grundzustand des ^{75}Br in angeregte Zustände des ^{75}Se um erlaubte Übergänge handelt ($4{,}1 \leq \log ft \leq 5{,}8$). Aus den Auswahlregeln für erlaubte β-Übergänge ($\Delta J = 0, \pm 1$; $\Delta\pi =$ no) könnte man nun Aussagen über die möglichen Spinwerte der durch β-Zerfall bevölkerten Anregungszustände im ^{75}Se machen, wenn Spin und Parität des Grundzustands von ^{75}Br bekannt wären. Leider ist dieser Wert bisher nicht experimentell bestimmt worden. In Analogie zu den Grundzustandsspins der anderen ungeraden Bromisotope ^{77}Br, ^{79}Br und ^{81}Br kann man jedoch mit gutem Recht annehmen, daß Spin und Parität für den Grundzustand von ^{75}Br ebenfalls $3/2^-$ sind. Damit ergibt sich als Einschränkung der möglichen Spinwerte für das 287 keV-Niveau und für das 905 keV-Niveau die Werte $1/2^-$ und $3/2^-$ [16].

Zur Aufstellung des Niveauschemas von ^{75}Se sind sowohl von LOBKOWITZ und MARMIER [10] als auch von TUBBS [11] Koinzidenzmessungen mit der γ-Strahlung aus der Reaktion ^{75}As(p,nγ)^{75}Se durchgeführt worden. Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß von TUBBS Koinzidenzverluste im niederenergetischen Teil des γ-Spektrums festgestellt wurden; insbesondere gibt er für das Verhältnis von Koinzidenzrate zu Einzelrate bei 377/287 keV-Koinzidenzen

$$\left(\frac{\dot{N}coinc}{\dot{N}single}\right)_{exp} = 2{,}6 \times 10^{-3}$$

gegenüber dem erwarteten Wert von

$$\left(\frac{\dot{N}coinc}{\dot{N}single}\right)_{erw} = 4{,}0 \times 10^{-3}$$

an, d. h. es wurden nur etwa 65 % der erwarteten Koinzidenzen registriert.
Diese Diskrepanz läßt sich durch die von uns gemessene lange Lebensdauer τ des 287 keV-Niveaus leicht erklären. Bei der von TUBBS benützten Koinzidenzauflösungszeit von τ_K = 50 ns

werden von den zerfallenden Kernen im 287 keV-Zustand nur etwa 68 % registriert, denn es gilt:

$$R = \frac{N_o - N}{N_o} = 1 - \exp(-\tau_\kappa/\tau) \qquad (D1)$$

wie aus dem Zerfallsgesetz folgt, und mit τ_κ = 50 ns, τ = 43,3 ns folgt

$$R \approx 1 - 0{,}32$$
$$R \approx 68\ \%.$$

Weitere Aussagen über das Niveauschema des ^{75}Se sind bislang offensichtlich nicht gemacht worden, insbesondere liegen wohl wegen der geringen Isotopenhäufigkeit des ^{74}Se(0,87 % [16]), keine Spinzuordnungen aus einer Reaktion ^{74}Se(d,p)^{75}Se vor. Ebensowenig lassen sich, da der Grundzustand von ^{75}Se nicht stabil ist ($T_{1/2}$ = 120d), Aussagen aus Messungen von elastischen Streuwirkungsquerschnitten herleiten.
Eine (d,t)-Reaktion von ^{76}Se ausgehend würde vermutlich Resultate liefern, die für die genauere Klärung der Spinfolge im ^{75}Se-Niveauschema nützlich wären. Ein weiteres Experiment, das zur Klärung des γ-Zerfalls der angeregten ^{75}Se-Niveaus beitrüge, wäre eine Zweiparameter -γ-γ-Koinzidenzmessung der (p,nγ)-Reaktions-γ-Strahlung mit Ge(Li)-Detektoren.

2. Die Eignung des NILSSON-Modells für die Beschreibung des Kerns ^{75}Se

Bei dem Versuch, die Zustände des Kerns ^{75}Se mit Hilfe des Schalenmodells zu beschreiben, gerät man schon beim Grundzustand in große Schwierigkeiten. Nach dem sphärischen Schalenmodell sollte der Grundzustand des Kerns $^{75}_{34}Se_{41}$ durch den Spin des 41. Neutrons beim Einbau in die nächste freie Schale bestimmt sein. Durch 40 Neutronen sind die Zustände des Neutronen-Potentialtopfes bis zum $2p_{1/2}$-Niveau einschließlich aufgefüllt. Das 41. Neutron sollte demnach als erstes Teilchen in die $1g_{9/2}$-Schale eingebaut werden, der Grundzustand also

den Spin $9/2^+$ haben. Die Paarwechselwirkung könnte auch eine Konfiguration $(p_{1/2})^1(g_{9/2})^2$ begünstigen, was zum Grundzustandsspin $1/2^-$ führte. Der experimentelle Wert des Grundzustandsspins ist jedoch, wie wir im vorigen Abschnitt gesehen haben, $5/2^+$.

Der Versuch, die Übergangswahrscheinlichkeit für den Zerfall des 287 keV-Niveaus im ^{75}Se unter der Annahme von $1/2^-$ für Spin und Parität in den $5/2^+$-Grundzustand, also für einen M2-Übergang, durch die Weißkopf-Abschätzung nach der von MOSZKOWSKI [20] angegebenen Formel

$$T(ML) = \frac{0{,}19(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2}\cdot\left(\frac{3}{L+2}\right)^2\cdot\left(\mu_p L - \frac{L}{L+1}\right)^2\cdot\left(\frac{\hbar\omega}{197\,MeV}\right)^{2L+1}\cdot\left(\frac{a}{10^{-13}cm}\right)^2$$

$$\cdot S(j_i,L,j_f) \times 10^{+21}s^{-1} \qquad (D2)$$

zu bestimmen, führt zu dem Resultat

$$T^W_{1/2}\,(M2;287\ keV,{}^{75}Se) \approx 80\ ns.$$

Der experimentelle Wert beträgt hingegen 30 ns (vgl. Abschnitt C1.3).

Nun zeigt aber die Erfahrung, daß M2-Übergänge verglichen mit der Weißkopf-Abschätzung fast ausnahmslos behinderte Übergänge sind [21], das experimentelle Resultat hingegen ergäbe, daß der gemessene Übergang im ^{75}Se zu den wenigen begünstigten M2-Übergängen gehören würde.

Eine weitere Diskrepanz zu den Vorstellungen des Schalenmodells liefert das ungewöhnlich hohe Quadrupolmoment des Grundzustands. Es wurde experimentell zu

$$Q = (+\,1{,}1 \pm 0{,}2)\ barn$$

bestimmt [17].

Für einen Kern mit einem ungeraden Neutron ergibt sich (DAWYDOW [22]) nach dem Schalenmodell der sehr kleine Wert Q_{sn}:

$$Q_{sn} = - Q_{sp} \frac{Z}{(A-1)^2} \qquad (D3)$$

darin ist Q_{sp} das Quadrupolmoment eines ungepaarten Protons in Schalenmodellnäherung

$$Q_{sp} = - \frac{2J-1}{2J+2} \cdot \frac{3}{5} R^2 \qquad (D4)$$

In unserem Falle ($Z = 34$, $A = 75$, $J = 5/2$, $R = 1{,}2 \text{ fm} \cdot A^{1/3}$) ergibt sich

$$Q_{sn} \approx 0{,}55 \text{ mbarn}.$$

Der gemessene Wert ist aber beträchtlich größer. Diese Tatsache läßt die Annahme sinnvoll erscheinen, daß es sich beim Kern ^{75}Se um einen deformierten Kern handelt und daß das große Quadrupolmoment auf eine Deformation des Rumpfes zurückzuführen ist. Beim nächst benachbarten ungeraden Selenisotop ^{77}Se ist diese Beschreibung schon von ENGELS [23] mit gutem Erfolg durchgeführt worden.

Der Zusammenhang zwischen dem Quadrupolmoment Q_o eines homogen geladenen Rotationsellipsoids der Ladung Ze

$$Q_o = \frac{2}{5} Ze \, (b^2 - a^2) \qquad (D5)$$

und einem Deformationsparameter δ läßt sich angeben, wenn man die Halbachsen a und b durch δ ausdrückt und dabei die Inkompressibilität der Kernmaterie (Volumenerhaltung) berücksichtigt [24]:

$$a^2 = \frac{R^2}{1 + \frac{2}{3}\delta} \quad ; \quad b^2 = \frac{R^2}{1 - \frac{4}{3}\delta} \qquad (D6)$$

$$\frac{4}{3}\pi \, a^2 b = \text{const} = \frac{4}{3}\pi \, R^3 \qquad (D7)$$

Durch Einsetzen von Gl. (D6) in Gl. (D5) folgt für das Quadrupolmoment Q_o:

$$Q_o \approx \frac{4}{5} Z e R^2 \delta(1 + \frac{2}{3}\delta) + O(\delta^3) \qquad (D8)$$

bzw. mit $R = 1{,}2\ \text{fm} \cdot A^{1/3}$

$$Q_o \approx 1{,}15\ A^{2/3}\ Z(1 + \tfrac{2}{3}\delta) \cdot 10^{-26}\ \text{cm}^2 \qquad \text{D9)}$$

Diese Formel kann man zur Abschätzung der Deformation des Kerns ^{75}Se aus dem gemessenen Quadrupolmoment benützen. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß das spektroskopisch gemessene Quadrupolmoment Q ein effektives Quadrupolmoment ist, da bei der Bestimmung des Quadrupolmoments aus der Hyperfeinstruktur der Atomspektren die Präzessionsbewegung des Kerns ein zeitlich gemitteltes Quadrupolmoment wirksam werden läßt. Das innere Quadrupolmoment Q_o ist mit dem effektiven Quadrupolmoment Q in folgender Weise verknüpft [25]:

$$Q = \frac{J(2J-1)}{(J+1)\ (2J+3)} \cdot Q_o \qquad \text{(D10)}$$

In unserem Falle (Q = (1,1 ± 0,2)barn, J = 5/2) ergibt sich

$$Q_o = (+\ 3{,}08 \pm 0{,}56)\ \text{barn}.$$

Mit diesem Wert ergibt sich aus Gl.(D9) für die Deformation des Kerns ^{75}Se der bemerkenswert große Wert

$$\delta = +\ 0{,}36 \pm 0{,}06.$$

Dieser Wert ist erheblich größer als der Wert für ^{77}Se, den ENGELS [23] zu $\delta = +\ 0{,}25$ berechnete. Etwa der gleiche Wert wie beim ^{77}Se ergibt sich im Bereich der Lanthaniden [24].

Aus diesem Ergebnis läßt sich der Schluß ziehen, daß es sich beim Kern ^{75}Se um einen zigarrenförmig deformierten Kern handeln muß. Einen solchen Kern sollte man mit Hilfe des NILSSON-Modells [26] erheblich besser beschreiben können, als mit dem Schalenmodell.

3. Spins und Paritäten der niedrig liegenden Zustände im ^{75}Se nach dem NILSSON-Modell

Der Kern ^{75}Se hat 34 Protonen und 41 Neutronen, die nach dem NILSSON-Modell paarweise eine Schale auffüllen. Der Spin des

letzten, ungepaarten Teilchens, in unserem Falle also des 41. Neutrons, liefert den Kerndrehimpuls im Grundzustand, wenn wir die Schalen sukzessiv auffüllen. Die Parität des Grundzustands ist durch die beteiligte Oszillatorschale gegeben, ist die Hauptquantenzahl N gerade, dann ist die Parität positiv, für ungerades N erhalten wir negative Parität.

Ein einfaches Abzählen im NILSSON-Diagramm (Fig. 26) für $\delta \approx 0{,}3$ (wobei man beachten muß, daß die niedrigste NILSSON-Bahn [000 +]$\frac{1}{2}^+$ in der Zeichnung aus Platzgründen weggelassen ist, da sie ohnehin deformationsunabhängig ist) ergibt, daß das 41. Neutron in eine NILSSON-Bahn mit $I^\pi = \frac{5}{2}^+$ eingebaut wird. Wir sehen also den experimentellen Befund für Spin und Parität des Grundzustands von ^{75}Se durch das NILSSON-Modell bestätigt.

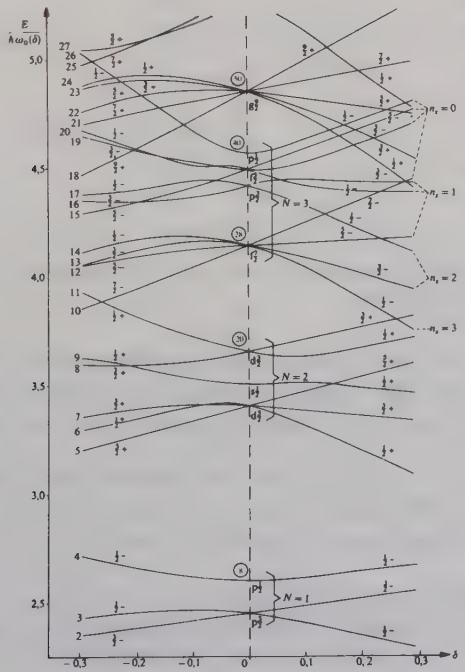

Fig.26: Das NILSSON-Diagramm bis A ≈ 50 [24]

Um genauere Aufschlüsse über die Grundzustandsbahn als Funktion des Deformationsparameters δ zu erhalten, wurden die in Anhang AA1 dieser Arbeit für das NILSSON-Modell gegebenen Rechenvorschriften in Form eines FORTRAN-Rechenprogramms für den institutseigenen Digitalrechner programmiert (vgl. Anhang AA2). Die Gesamtenergie des Kerns wurde als Funktion der Deformation δ im Bereich $\delta = +0{,}15$ bis $\delta = +0{,}445$ berechnet. Dabei ergaben sich als energetisch günstigste Bahnen für den Einbau des 41. Neutrons die in Tabelle 4 angegebenen NILSSON-Niveaus.

Die verwendete Nomenklatur für die Bahnbezeichnung ist die heute allgemein übliche Bezeichnung der NILSSON-Bahnen mit den asymptotischen Quantenzahlen $[N\ n_z \Lambda \Sigma]\Omega^\pi$ (sh. Anhang AA1g).

δ	Bahn	Ω^π
0,150...0,170	[301-]	$1/2^-$
0,175...0,190	[431+]	$3/2^+$
0,195...0,275	[303-]	$5/2^-$
0,280...0,315	[422+]	$5/2^+$
0,320	[431-]	$1/2^+$
0,325	[301+]	$3/2^-$
0,330...0,440	[422+]	$5/2^+$
0,445	[550+]	$1/2^-$

Tabelle 4: Grundzustandsbahnen als Funktion der Deformation

Man sieht, daß der experimentelle Grundzustandsspin von 5/2 im Deformationsbereich $0{,}195 \leqq \delta \leqq 0{,}315$ und dann wieder im Bereich $0{,}330 \leqq \delta \leqq 0{,}440$ vom NILSSON-Modell geliefert wird.

Im Bereich $0{,}195 \overset{<}{=} \delta \leqq 0{,}275$ ist die Parität des Zustands jedoch negativ, im Widerspruch zu den in Abschnitt D1 angestellten Schlußfolgerungen, die teils Analogieschlüsse sind.

Der aus dem gemessenen Quadrupolmoment berechnete Deformationsparameter beträgt, wie wir in Abschnitt D2 gesehen haben

$$\delta_{exp} = 0{,}36 \pm 0{,}06.$$

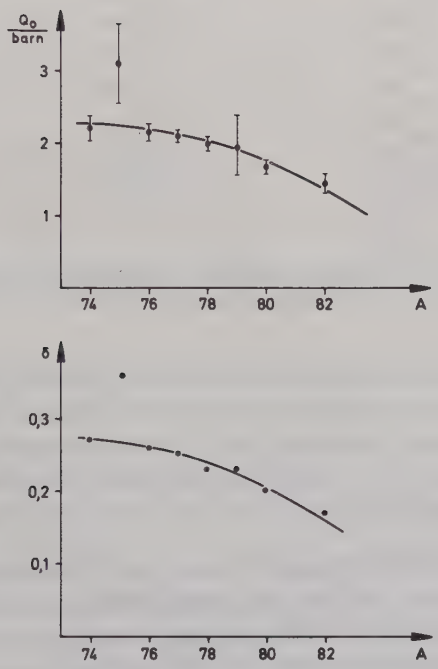

Fig. 27: Inneres Quadrupolmoment Q_o und Deformationsparameter der Selenisotope [23]

Wenn man nun über die Deformation der benachbarten Selenisotope vorliegende Informationen heranzieht [23], so ergibt sich das in Tabelle 5 und Fig. 27 dargestellte Bild.

Isotop	Q_o/barn	δ
^{74}Se	2,19 ± 0,18	0,27
^{75}Se	3,08 ± 0,56	0,36
^{76}Se	2,17 ± 0,09	0,26
^{77}Se	2,08 ± 0,07	0,25
^{78}Se	1,95 ± 0,09	0,23
^{79}Se	1,93 ± 0,43	0,23
^{80}Se	1,65 ± 0,07	0,20
^{82}Se	1,44 ± 0,07	0,17

Tabelle 5: Innere Quadrupolmomente und Deformationsparameter der Selenisotope

Man sieht, daß die Werte für das innere Quadrupolmoment und den Deformationsparameter δ von ^{75}Se aus dem systematischen Gang dieser Werte für die anderen Selenisotope weit herausfallen. Aus dem Gang der Deformationsparameter würde man für ^{75}Se eher auf ein δ von etwa 0,27 schließen.

Einteilchenanregungen werden im NILSSON-Modell dadurch beschrieben, daß man das ungepaarte Teilchen in vom Grundzustand verschiedene NILSSON-Bahnen einbaut. Die Anregungsenergie ergibt sich als Differenz zwischen der Gesamtenergie des Kerns im so ermittelten Anregungszustand und der Gesamtenergie im Grundzustand. Trägt man die Anregungsenergieen als Funktion der Deformation auf, so erhält man die relativen Termlagen zum jeweiligen Grundzustandsniveau.

Fig. 28 zeigt die relativen Termlagen für die Bahn [303-] als Grundzustand ($\Omega^{\pi} = 5/2^{-}$) im Deformationsbereich $0{,}195 \leqq \delta \leqq 0{,}275$.

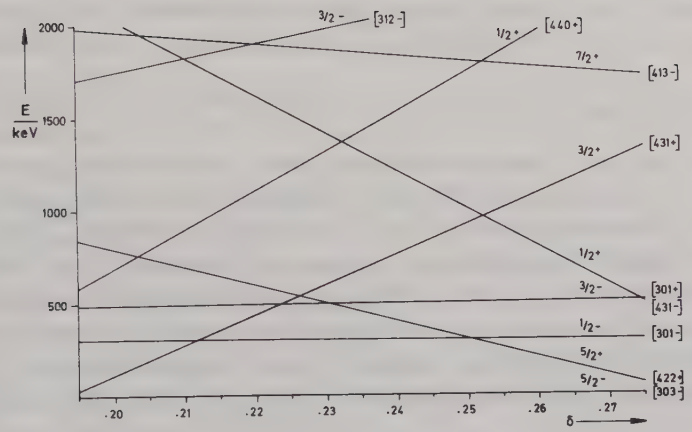

Fig. 28: Relative Termlagen zu Bahn [303-] $5/2^-$

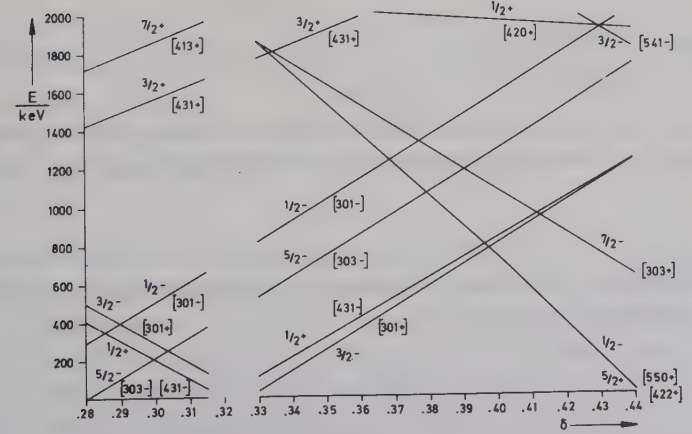

Fig. 29: Relative Termlagen zu Bahn [422+]$5/2^+$

In Fig. 29 sind die relativen Termlagen für die Bahn [422+] als Grundzustand ($\Omega^{\pi} = 5/2^{+}$) im Deformationsbereich $0{,}280 \leqq \delta \leqq 0{,}440$ dargestellt. Dem numerischen Wert der Anregungsenergie darf man dabei keine allzugroße Bedeutung beimessen, da das Modell wesentlich vereinfachende Annahmen enthält, z. B. ist die Restwechselwirkung völlig vernachlässigt.

Leider ist das experimentelle Material über die Anregungszustände des ^{75}Se mehr als dürftig, insbesondere kennt man keine Daten, die eine Aussage über die Natur der Anregung machen, d. h. ob der Anregungszustand kollektiver Natur oder eine Einteilchenanregung ist. Diese Information wäre Streuexperimenten oder direkten Kernreaktionen zu entnehmen (vgl. Abschnitt D1). Insbesonders wäre bei Kenntnis der "spektroskopischen Faktoren" eine weitere Prüfung der Gültigkeit des NILSSON-Modells für diesen Kern möglich, da der spektroskopische Faktor S mit den NILSSON-Größen $a_{l\Lambda}$ (vgl. Anhang AA1) verknüpft ist. Es gilt [27]

$$S_l = \frac{2}{2j+1} \cdot C_{jl}^2 \cdot U^2 \qquad \text{(D11)}$$

U^2 gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß im Targetkern während der Reaktion eine Bahn frei war. Ohne Paarungskorrelation wäre $U^2 = 0$ für alle "Loch"-Zustände und $U^2 = 1$ für alle Teilchenzustände. Mit Paarungskorrelation setzt man für die Zustände in Grundzustandsnähe $U^2 \approx 0{,}5$.

Die C_{jl} sind die Entwicklungskoeffizienten der NILSSON-Wellenfunktion χ_Ω nach Basisfunktionen mit definiertem j:

$$\chi_\Omega = \sum_j C_{jl} \, |Nlj\Omega>$$

während die $a_{l\Lambda}$ die Koeffizienten der Entwicklung nach Basisfunktionen $|Nl\Lambda\Sigma>$ sind:

$$\chi_\Omega = \sum_{l\Lambda} a_{l\Lambda} \, |Nl\Lambda\Sigma>$$

Daher besteht zwischen diesen Entwicklungskoeffizienten der Zusammenhang

$$C_{jl} = \sum_\Lambda a_{l\Lambda} <l \tfrac{1}{2} \Lambda\Sigma|j\Omega> \qquad \text{(D12)}$$

Da die spektroskopischen Faktoren vorläufig unbekannt sind, können wir nur mit allen Vorbehalten eine versuchsweise Zuordnung der NILSSON-Bahnen zu den Anregungszuständen im ^{75}Se vornehmen. Aus den Daten der benachbarten geraden Selenisotope wissen wir, daß die ersten 2^+-Vibrationsniveaus dieser Kerne bei 635 keV (^{74}Se) bzw. 560 keV (^{76}Se) liegen; eine Zuordnung von NILSSON-Bahnen zu Anregungszuständen höherer oder vergleichbarer Energie im ^{75}Se erscheint daher nicht sehr sinnvoll.

Wenn wir trotzdem einmal versuchen, dem zweiten Anregungszustand von ^{75}Se eine NILSSON-Bahn zuzuordnen, so zeigt sich, daß bei der Annahme der Bahn [422+] als Grundzustandsbahn, die ja als einzige die experimentell geforderten Eigenschaften $\Omega^\pi = 5/2^+$ hat, nur für $\delta = 0{,}28...0{,}285$ der zweite Anregungszustand $\Omega^\pi = 1/2^-$ hat, d. h. die Zuordnung von Spin und Parität, die von den experimentellen Daten des β-Zerfalls des ^{75}Br und aus der experimentellen Aussage verschwindender Anisotropie der Zerfalls-γ-Strahlung gefordert wird.

Für $\delta = 0{,}28$ ordnen wir also versuchsweise dem Anregungszustand bei 287 keV die NILSSON-Bahn $[301-]\frac{1}{2}^-$ zu, dem Anregungszustand bei 429 keV können wir dann die Bahn $[431-]\frac{1}{2}^+$ zuordnen. Eine Zuordnung der Bahn $[303-]\frac{5}{2}^-$ zum ersten angeregten Zustand im ^{75}Se scheint nicht vernünftig, da in ein Niveau mit $\Omega^\pi = \frac{5}{2}^-$ aus dem Grundzustand des ^{75}Br ein erlaubter β-Zerfall möglich wäre, der aber bisher experimentell nicht gefunden wurde. Aus den gleichen Gründen läßt sich die Bahn $[301+]\frac{3}{2}^-$ unterhalb von 500 keV nicht in das Termschema des ^{75}Se einordnen, da ein β-Zerfall offenbar erst wieder in einen Zustand bei 905 keV erfolgt.

Eine andere Zuordnung ergibt sich in der Nähe des Deformationsparameters, der aus dem gemessenen Quadrupolmoment bestimmt wurde, nämlich bei $\delta = 0{,}355$. In diesem Falle läßt sich die NILSSON-Bahn [301+] dem Zustand bei 287 keV zuordnen, man erhält für dieses Niveau dann allerdings den Spin $\Omega^\pi = 3/2^-$, der zwar mit den β-Zerfallsdaten in Einklang zu bringen ist, nicht aber mit dem Ergebnis des Versuchs, die Richtungskorrelation der Zerfalls-γ-Strahlung durch ein äußeres Magnetfeld

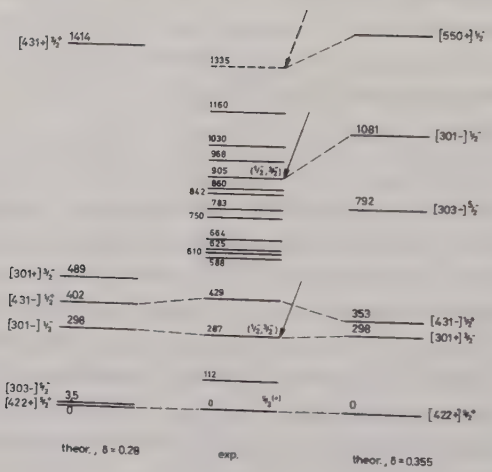

Fig. 30: Versuchsweise NILSSON-Bahn-Zuordnung zu Zuständen im ^{75}Se

zu stören. Andererseits würde diese Zuordnung erlauben, die anderen vom β-Zerfall bevölkerten Anregungszustände im ^{75}Se bei 905 keV und (bisher jedoch noch nicht eindeutig gesichert) 1335 keV als Einteilchenanregungen mit den Bahnen $[303-]\frac{5}{2}^-$ und $[301-]\frac{1}{2}^-$ zu interpretieren (Fig. 30).

Ein Versuch einer kollektiven Interpretation von Anregungszuständen, z. B. als Mitglieder einer Rotationsbande, scheitern am Fehlen experimenteller Daten. Neuere Messungen einer Berliner Gruppe an der Reaktion $^{75}As(p,n)^{75}Se$ lassen für die ersten angeregten Zustände im ^{75}Se die Spinfolge $7/2^+$, $3/2^-(1/2^-)$ und $5/2^+(3/2^+)$ möglich erscheinen.

Versucht man, den ersten angeregten Zustand bei 112 keV mit dieser Zuordnung von $I = 7/2^+$ als erstes Mitglied einer Rotationsbande auf dem $5/2^+$-Grundzustand zu deuten, so folgt

wegen

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\theta} \quad (I(I+1) - I_o(I_o+1)) \qquad (D13)$$

mit E_{rot} = 112 keV, I = 7/2, I_o = 5/2 für $\frac{\hbar^2}{2\theta}$:

$$\frac{\hbar^2}{2\theta} = 16 \text{ keV}.$$

Dieser Wert liegt in der bei seltenen Erden üblichen Größenordnung (11 keV = $\frac{\hbar^2}{2\theta}$ = 19 keV [29]).

Ein weiteres Mitglied dieser hypothetischen Rotationsbande müßte dann bei

$$E_{rot}(9/2^+) = 256 \text{ keV}$$

liegen. Ein solcher Zustand ist aber bisher nicht aufgefunden worden.

Andererseits gibt es im ^{77}Se ebenfalls ein tiefliegendes Niveau (E_{anr} = 161 keV) mit $I = 7/2^+$, das sicher nicht Mitglied einer Rotationsbande ist und daher als Einteilchenniveau gedeutet werden müßte, allerdings versagt auch beim ^{77}Se der normale Parametersatz des NILSSON-Modells bei der Deutung dieses Niveaus [23].

4. Übergangswahrscheinlichkeiten im NILSSON-Modell

NILSSON hat in seiner Arbeit Ausdrücke für die elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten für Einteilchenübergänge zwischen den Bahnen seines Modells angegeben ([26], Gl.(35) und (36), sh. auch Anhang AA3 dieser Arbeit), die jedoch sehr kompliziert und daher etwas mühsam zu rechnen sind.

Einen guten Überblick über die Situation kann man jedoch schon dadurch gewinnen, daß man die von ALAGA [30] aus dem Hamiltonoperator des NILSSON-Modells hergeleiteten Auswahlregeln auf den interessierenden γ-Übergang anwendet.

Betrachten wir die NILSSON-Bahn-Zuordnung für $\delta = 0{,}28$. Wir interpretieren den Übergang vom 2. angeregten Zustand des ^{75}Se in den Grundzustand mit Hilfe der Bahnzuordnungen als Einteilchenübergang

$$[301-]\frac{1}{2}^{-} \longrightarrow [422+]\frac{5}{2}^{+} .$$

Diese Interpretation bedeutet für die Änderung der NILSSON-Quantenzahlen

$$\Delta N = +1,\ \Delta n_z = +2,\ \Delta\Lambda = +1,\ \Delta\Omega = +2\ \Delta\pi = \text{yes}.$$

Aus den beiden letzten Angaben folgt als Multipolstrahlung niedrigster Ordnung ein magnetischer Quadrupolübergang (M2-Strahlung).

Die Auswahlregeln für M2-Übergänge im NILSSON-Modell verlangen für $\Delta\Omega = +2$, $\Delta\Lambda = +1$, $\Delta N = +1$ aber $\Delta n_z = 0$. Der M2-Übergang ist also nach dem NILSSON-Modell behindert. Diese Tatsache ist als eine erste Erklärung für die lange Lebensdauer des 287 keV-Niveaus im ^{75}Se anzusehen.

Die numerische Berechnung der Halbwertszeit dieses Niveaus nach Gleichung (36) in der Originalarbeit von NILSSON [26], die wieder mit Hilfe des Digitalrechners durchgeführt wurde (vgl. Anhang AA4), lieferte allerdings mit $T_{1/2}^{NILSSON} = 33\ \mu s$ einen Wert, der um 3 Größenordnungen vom experimentellen Wert $T_{1/2}^{exp} = 30$ ns abweicht.

Es ist bekannt, daß das NILSSON-Modell bei der Absolutberechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten oft ungenügende Resultate liefert (sh. z. B. [24], S. 80), die Verhältnisse von Übergangswahrscheinlichkeiten werden jedoch meist besser wiedergegeben [31].

Betrachten wir z. B. den in Fig. 31 dargestellten Ausschnitt aus dem Termschema des ^{75}Se. TUBBS hat in seiner Arbeit [11] das Intensitätsverhältnis der 429 keV-γ-Strahlung zur 141 keV-γ-Strahlung zu

$$\left(\frac{P(429\ \text{keV})}{P(141\ \text{keV})}\right)_{exp} \approx \frac{1}{2}$$

bestimmt. Eine Weißkopfabschätzung liefert unter der Annahme,

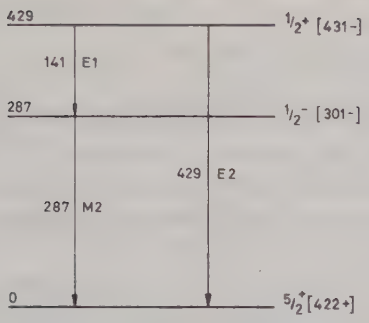

Fig. 31: Ausschnitt aus dem Termschema des ^{75}Se

daß die hier vorgenommene Spinzuordnung zu den beteiligten Niveaus korrekt ist

$$\left(\frac{P(E2,\ 429\ keV)}{P(E1,\ 141\ keV)}\right)_W \approx 2 \cdot 10^{-4},$$

ein Wert, der mit dem experimentellen Wert nicht vergleichbar ist.

Vom NILSSON-Modell erwarten wir eine Verbesserung dieses Wertes. Für den E1-Übergang haben wir
$\Delta N = -1$, $\Delta n_z = -3$, $\Delta\Lambda = 0$, $\Delta\Omega = 0$, $\Delta\pi$ = yes. Nach den Auswahlregeln für E1-Übergänge [30] ist mit
$\Delta N = -1$, $\Delta\Lambda = 0$, $\Delta\Omega = 0$ aber $\Delta n_z = 0$ gefordert, der E1-Übergang ist im NILSSON-Modell behindert. Der E2-Übergang ist mit $\Delta N = 0$, $\Delta n_z = -1$, $\Delta\Lambda = +1$, $\Delta\Omega = +2$, $\Delta\pi$ = no dagegen mit den Auswahlregeln [30] verträglich.

Die numerische Rechnung liefert

$$\left(\frac{P(E2,\ 429\ keV)}{P(E1,\ 141\ keV)}\right)_N \simeq 4 \cdot 10^{-2},$$

d. h. ein Wert, der nur noch um eine Größenordnung vom experimentellen Wert abweicht.

Wenn wir jetzt zur NILSSON-Bahn-Zuordnung bei $\delta = 0{,}355$ übergehen, bei der wir dem Zustand bei 287 keV die Bahn $[301+]\frac{3}{2}$ zugeordnet haben, so ergibt sich für den Übergang in den $[422+]\frac{5}{2}^{+}$-Grundzustand $\Delta N = +1$, $\Delta n_z = +2$, $\Delta\Lambda = +1$, $\Delta\Omega = +1$, $\Delta\pi$ = yes. Für einen E1-Übergang verlangen die Auswahlregeln $\Delta n_z = 0$, wir haben es wiederum mit einem behinderten E1-Übergang zu tun. Die numerische Berechnung liefert $T_{1/2}^{\text{NILSSON}} = 38$ ps, ein Wert, der nunmehr um 3 Größenordnungen zu klein ist.

Da das NILSSON-Modell im allgemeinen für E1-Übergänge die Übergangswahrscheinlichkeit in recht guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert liefert [31], neigen wir zu der Ansicht, daß die Zuordnung der Bahn $[301-]\frac{1}{2}^{-}$ zum 287 keV-Niveau im ^{75}Se aufgrund der Ergebnisse der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten, der besseren Übereinstimmung des Deformationsparameters δ mit dessen Werten bei den übrigen Selenisotopen und der Deutung verschwindender Anisotropie der Richtungskorrelation der Zerfalls-γ-Strahlung die bessere ist.

E. ZUSAMMENFASSUNG

Mit Hilfe der Reaktion $^{75}As(p,n\gamma)^{75}Se$ wurde versucht, einige Eigenschaften des zweiten angeregten Zustands bei 287 keV im ^{75}Se zu klären.

Die Halbwertszeit dieses Zustands wurde experimentell zu $T_{1/2}$ = (29,7 ± 0,1) ns bestimmt. Der Kern-g-Faktor dieses Zustands konnte mit der differentiellen Spin-Präzessions-Methode nicht bestimmt werden, da die Zerfalls-γ-Strahlung offenbar isotrop emittiert wird. An einer unter sonst gleichen experimentellen Bedingung durchgeführten Bestimmung des g-Faktors des 175 keV-Niveaus im ^{71}Ge, deren Ergebnis in vorzüglicher Übereinstimmung mit den Messungen anderer Autoren ist, konnte gezeigt werden, daß die Anisotropie der Zerfallsstrahlung des Niveaus im ^{75}Se erheblich unter dem beim ^{71}Ge gemessenen Wert von 3 % liegen muß.

Wir ziehen daraus den Schluß, daß der Spin des untersuchten Niveaus 1/2 sein muß, was auch durch β-Zerfallsdaten gestützt wird.

Bei einem Versuch der theoretischen Deutung der Eigenschaften des ^{75}Se erwies sich das Schalenmodell als ungeeignet. Daher wurde eine Deutung der Kerneigenschaften des ^{75}Se auf der Basis des NILSSON-Modells versucht, zumal das gemessene Quadrupolmoment des Grundzustands mit einer großen Deformation vereinbar ist.

Leider ist das experimentelle Material über diesen Kern so dürftig, daß die vorgenommenen Zuordnungen von NILSSON-Bahnen zu den Zuständen von ^{75}Se keineswegs als gesichert gelten können, jedoch lassen sich die bekannten Kerneigenschaften Grundzustandsspin und -quadrupolmoment mit Hilfe des NILSSON-Modells besser verstehen, als mit dem Schalenmodell. Sicher ist es möglich, falls mehr experimentelles Material zur Verfügung steht, die vorgenommenen Bahnzuordnungen entweder zu bestätigen oder durch eine geschicktere Wahl der Parameter eine bessere Zuordnung von NILSSON-Bahnen zu den Zuständen dieses Kerns zu treffen.

AA. ANHANG: NUMERISCHE RECHNUNGEN NACH DEM NILSSON-MODELL

Im Anhang zur vorliegenden Arbeit werden zum besseren Verständnis der in Abschnitt D erörterten Überlegungen und Rechnungen zur Zuordnung von NILSSON-Bahnen zu Zuständen im ^{75}Se die grundlegenden Eigenschaften des Kernmodells von NILSSON [26] zusammengestellt. Die ausführliche mathematische Formulierung des Modells, die sich im wesentlichen an die von BAUMGÄRTNER und SCHUCK [24] gegebene Darstellung anlehnt, dient gleichzeitig zur Vorbereitung der ebenfalls in diesem Anhang enthaltenen Beschreibungen der verwendeten Rechenprogramme.

1. Mathematische Formulierung des NILSSON-Modells

a) Physikalische Grundlagen

Das Schalenmodell der Atomkerne hat sich in seinen quantitativen Aussagen insbesondere über das elektrische Quadrupolmoment von Atomkernen, die weit entfernt von magischen Konfigurationen liegen, nicht bewährt. Für diese Kerne muß man bereits im Grundzustand eine beträchtliche Abweichung von der Kugelgestalt annehmen. Diese Vermutung wird durch das Auftreten von Rotationszuständen bei diesen Kernen bestätigt.

NILSSON hat nun zur Beschreibung von deformierten Kernen ein Schalenmodell entwickelt, bei dem angenommen wird, daß das mittlere Potential, in dem sich die Nukleonen in Schalenmodellnäherung unabhängig voneinander bewegen, stabil deformiert ist. Unter diesen Annahmen kann man die Nukleonenbewegung separieren in einen inneren Anteil, relativ zum deformierten, aber fixierten Potential, und die kollektiven Rotations- und Schwingungsanteile. Die innere Nukleonenbewegung soll also die Gestalt des deformierten Kernpotentials und seine Lage im Raum nicht beeinflussen. Die Eigenfunktion des Gesamthamiltonoperators ist dann eine Produktwellenfunktion aus den Anteilen innere Wellenfunktion, Schwingungsterm und Rotationsterm:

$$\Psi = \chi_{int} \cdot \varphi_{vib} \cdot D_{rot}$$

NILSSON hat nun die Eigenfunktionen und Eigenwerte der inneren Nukleonenbewegung berechnet [26]. Wenn man davon ausgeht, daß das deformierte Potential Zylindersymmetrie behält, d. h. daß der Kernrumpf die Gestalt eines Rotationsellipsoids annimmt, bleibt die Projektion Ω_p des Einzelteilchendrehimpulses auf die Symmetrieachse des Kerns eine Erhaltungsgröße, man kann daher die innere Nukleonenbewegung durch eine Quantenzahl Ω_p charakterisieren. Neben der Rotationssymmetrie um die Figurenachse macht man noch die Annahme, daß das deformierte Potential spiegelsymmetrisch zu einer Ebene senkrecht zur Symmetrieachse ist, d. h. die Kernzustände haben eine definierte Parität. Die Rotationsbewegung wird charakterisiert durch die Quantenzahlen I, M und K, d. h. den Gesamtdrehimpuls, seine Projektion auf eine raumfeste (z"-) Achse und seine Projektion auf die körperfeste (z'-) Achse (sh. Fig. 32).

In einem deformierten Potential ist nun weder der Drehimpuls des Rumpfes $\vec{R}$ noch der Drehimpuls $\vec{j}$ der Nukleonen außerhalb des Rumpfes eine Konstante der Bewegung (Drehinvarianzverletzung) wohl aber Ω, die Projektion $\vec{j}$ auf die körperfeste (z'-) Achse, es gilt $\Omega = \sum_p \Omega_p$, wobei über alle Teilchen außerhalb des Rumpfes zu summieren ist. Wenn wir im Falle eines gu-Kerns die Projektion des Bahndrehimpulses des Leuchtnukleons auf die z'Achse mit Λ bezeichnen, so ergibt sich für die Projektion von $\vec{j}$ auf die z'-Achse

$$\Omega = \Lambda \pm \frac{1}{2} \qquad \text{(AA1)}$$

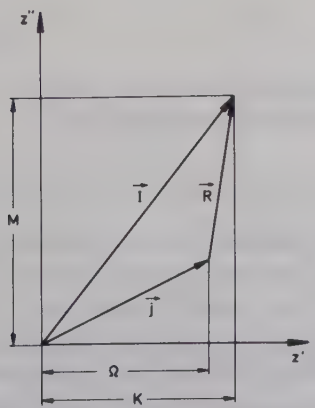

Fig. 32: Vektordiagramm der Drehimpulse im NILSSON-Modell

Ein beliebiges Niveau eines Kerns mit axialsymmetrisch deformiertem mittleren Potential ist nur zweifach entartet, da die Projektion von $\vec{j}$ auf z' nur die beiden Werte $\pm\,\Omega$ annehmen kann, im Gegensatz zu kugelsymmetrischen Kernen, bei denen die Entartung (2j+1)-fach ist. Jede "Schale" in axialsymmetrisch deformierten Kernen kann also nach dem Pauliprinzip nur 2 Protonen und 2 Neutronen aufnehmen. Der Drehimpuls der Rotationsbewegung $\vec{R}$ (Fig. 32) steht im Grundzustand senkrecht auf der Kernsymmetrieachse z', d. h. die Rotation erfolgt um eine Achse senkrecht zu z'. Im Grundzustand ist somit $K = \Omega$.

b) Der Hamiltonoperator der inneren Nukleonenbewegung

Das NILSSON-Modell ist, wie wir gesehen haben, im wesentlichen ein Schalenmodell mit einem axialsymmetrisch deformierten Potential. Der einfachste mathematische Ansatz für ein solches Potential ist der anisotrope harmonische Oszillator. Der Hamiltonoperator für das einzelne betrachtete Teilchen enthält außerdem, wie im sphärischen Schalenmodell, einen Spin-Bahn-Anteil ($C \cdot \vec{l} \cdot \vec{s}$) sowie einen Korrekturterm für die Radialabhängigkeit des Potentials ($D \cdot \vec{l}^2$), der die Zustände mit hohem Bahndrehimpuls, bei denen die Teilchen sich vorwiegend am Kernrand aufhalten, absenkt, da die Oszillatornäherung für diese Zustände zu hohe Energiewerte liefert. Der Einteilchenhamiltonoperator lautet

$$h = \frac{\hbar^2}{2m}\Delta' + \frac{1}{2}m\,[\omega_x^2(x'^2+y'^2) + \omega_z^2 z'^2] + C\cdot\vec{l}\cdot s + D\vec{l}^2 \qquad \text{(AA2)}$$

Führt man einen Deformationsparameter δ ein (vgl. Gl.(D6)), so kann man für die Oszillatorfrequenzen schreiben

$$\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_o^2\,(1 + \tfrac{2}{3}\delta), \quad \omega_z^2 = \omega_o^2\,(1 - \tfrac{4}{3}\delta) \qquad \text{(AA3)}$$

ω_o ist aber nicht von δ unabhängig, wie man folgender Betrachtung entnimmt: Wenn man den Spin-Bahn-Term und den $\vec{l}^2$-Term vernachlässigt, so ist das Problem in x', y' und z' separierbar. In diesem Falle würde eine Frequenzänderung, z. B. eine Änderung von ω_x nur den Maßstab entlang der x'-Achse dehnen bzw. stauchen. Da der Maßstab proportional zu $\frac{1}{\sqrt{\omega_x}}$ ist, führt

die Bedingung der Inkompressibilität der Kernmaterie, d. h. die Bedingung konstanten Kernvolumens zu

$$\omega_x^2 \, \omega_z = \text{const} = \overset{o}{\omega}_o^3 \tag{AA4}$$

Wir erhalten also für den Zusammenhang zwischen $\omega_o(\delta)$ und $\overset{o}{\omega}_o$:

$$\omega_o(\delta) = \overset{o}{\omega}_o \left(1 - \frac{4}{3} \delta^2 - \frac{16}{27} \delta^3\right)^{-1/6} \tag{AA5}$$

Dabei ist $\overset{o}{\omega}_o$ der Wert von $\omega_o(\delta)$ für $\delta = 0$, also für Kugelsymmetrie. Der Deformationsparameter δ hängt übrigens in erster Ordnung mit dem von BOHR und MOTTELSON [32] eingeführten Parameter β in folgender Weise zusammen:

$$\delta \approx \frac{3}{2} \cdot \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \cdot \beta \approx 0{,}95\beta$$

Man führt nun dimensionslose Koordinaten

$$x = \sqrt{\frac{M \omega_o}{\hbar}} \, x' \tag{AA6}$$

usw. ein und transformiert auf Kugelkoordinaten. Schließlich werden die Konstanten C und D durch die neuen Konstanten

$$\varkappa = -\frac{1}{2} \frac{C}{\hbar\omega_o} \tag{AA7}$$

und

$$\mu = \frac{2D}{C} \tag{AA8}$$

ersetzt. Mit

$$Y_{20}(\vartheta) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \left(3 \cos^2 \vartheta - 1\right) \tag{AA9}$$

ergibt sich dann für den Hamiltonoperator h (Gl.(AA1)):

$$\begin{aligned} h &= \overset{o}{H}_o + H_\delta - \varkappa \hbar \overset{o}{\omega}_o \left(2 \vec{l} \cdot \vec{s} + \mu \vec{l}^2\right) \\ h &= \overset{o}{H}_o + \varkappa \hbar \overset{o}{\omega}_o R \end{aligned} \tag{AA10}$$

Darin ist $\overset{o}{H}_o$ der sphärisch symmetrische Term

$$\overset{o}{H}_o = \frac{\hbar \omega_o(\delta)}{2} \left(-\Delta + r^2\right) \tag{AA11}$$

und H_δ der Term, der die Kopplung des Teilchens an die Deformationsachse beschreibt

$$H_\delta = - \delta\hbar\omega_o(\delta) \frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}}\, r^2\, Y_{20}\,(\vartheta) \qquad \text{(AA12)}$$

Mit einem weiteren $\varkappa$-abhängigen Deformationsparameter

$$\eta = \frac{\delta}{\varkappa}\frac{\omega_o(\delta)}{\overset{o}{\omega}_o} = \frac{\delta}{\varkappa}\,(1 - \frac{4}{3}\,\delta^2 - \frac{16}{27}\,\delta^3)^{-1/6} \qquad \text{(AA13)}$$

und der Abkürzung

$$U = - \frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}}\; r^2\, Y_{20} \qquad \text{(AA14)}$$

kann man für H_δ schreiben

$$H_\delta = \delta\hbar\omega_o(\delta)\, U = \varkappa\hbar\, \overset{o}{\omega}_o \eta \cdot U \qquad \text{(AA15)}$$

c) Die Basis für die Darstellung der Eigenfunktionen

Die bequemste Basis für die Darstellung der Eigenfunktionen des axialsymmetrischen harmonischen Oszillators ist das Eigenfunktionssystem des isotropen harmonischen Oszillators, da die Auswahlregeln für die Eigenwerte der auftretenden Operatoren in dieser Basis eine besonders einfache Gestalt haben.

In der Basis des isotropen harmonischen Oszillators ist $\overset{o}{H}_o$ zusammen mit $\vec{l}^2$, l_z und s_z diagonal, es gelten die Vertauschungsregeln

$$[\overset{o}{H}_o, \vec{l}^2] = [\overset{o}{H}_o, l_z] = [\overset{o}{H}_o, s_z] = 0. \qquad \text{(AA16)}$$

Keiner dieser Operatoren ist jedoch mit dem Gesamthamiltonoperator h vertauschbar, es gilt aber (vgl. Abschnitt AA1a)

$$[h, j_z] = [h, l_z + s_z] = 0 \qquad \text{(AA17)}$$

Wir bezeichnen die zugehörige Quantenzahl mit Ω. Für einen

Zustand mit festem Ω benutzen und wir nun die Eigenvektoren $|N1\Lambda\Sigma\rangle$ zu $\overset{o}{H}_o$ mit $\Lambda + \Sigma = \Omega$ als Basisvektoren. Es gilt

$$\begin{aligned}
\overset{o}{H}_o|N1\Lambda\Sigma\rangle &= \hbar\omega_o(N + \tfrac{3}{2})|N1\Lambda\Sigma\rangle \\
\vec{1}^2|N1\Lambda\Sigma\rangle &= 1(1+1)\ |N1\Lambda\Sigma\rangle \\
1_z|N1\Lambda\Sigma\rangle &= \Lambda|N1\Lambda\Sigma\rangle \\
s_z|N1\Lambda\Sigma\rangle &= \Sigma|N1\Lambda\Sigma\rangle
\end{aligned} \qquad \text{(AA18)}$$

Die Darstellung von $|N1\Lambda\Sigma\rangle$ im Orts- und Spinraum ergibt sich zu

$$\langle\vec{r},s|N1\Lambda\Sigma\rangle = A_{n1}r^1e^{-\frac{r^2}{2}}F(-n,1+\tfrac{3}{2},r^2)\ Y_{1\Lambda}(\vartheta,\varphi)\chi^{\Sigma}_{1/2}(s) \qquad \text{(AA19)}$$

Dabei ist

$$N = 2n + 1,\ n = 0,\ 1,\ 2\ \ldots \qquad \text{(AA20)}$$

F die konfluente hypergeometrische Funktion, χ die Spinfunktion und A_{n1} ein Normierungsfaktor.

d) Die Matrixelemente von h in dieser Darstellung

Zur Berechnung der Eigenwerte von h muß man zunächst die Matrixelemente dieses Operators in der eben angegebenen Darstellung berechnen. Hier sollen nur die Ergebnisse angegeben werden [26],[24]:

$$\langle N'1'\Lambda'\Sigma'|\overset{o}{H}_o|N1\Lambda\Sigma\rangle = \hbar\omega_o(N+\tfrac{3}{2})\ \delta_{NN'}\ \delta_{11'}\ \delta_{\Lambda\Lambda'}\ \delta_{\Sigma\Sigma'} \qquad \text{(AA21)}$$

$$\langle N'1'\Lambda'\Sigma'|r^2Y_{20}|N1\Lambda\Sigma\rangle = \langle N'1'|r^2|N1\rangle\langle 1'\Lambda'|Y_{20}|1\Lambda\rangle\delta_{\Sigma\Sigma'} \qquad \text{(AA22)}$$

Weiterhin gilt

$$\langle 1'\Lambda'|Y_{20}|1\Lambda\rangle = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\sqrt{\frac{21+1}{21'+1}}\ \langle 12\Lambda 0|1'\Lambda'\rangle\langle 1200|1'0\rangle \qquad \text{(AA23)}$$

Mit Hilfe von Rekursionsformeln erhält man für den ersten

Faktor von Gl.(AA22)

$$
\begin{aligned}
\langle N1|r^2|N1\rangle &= N + \frac{3}{2} \\
\langle N-2\,1|r^2|N1\rangle &= \frac{1}{2}\sqrt{(N-1)(N+1+1)} \\
\langle N\;\;1-2|r^2|N1\rangle &= \sqrt{(N-1+2)(N+1+1)} \\
\langle N-2\;1-2|r^2|N1\rangle &= \frac{1}{2}\sqrt{(N+1+1)(N+1-1)} \\
\langle N-2\;1+2|r^2|N1\rangle &= \frac{1}{2}\sqrt{(N-1)(N-1-2)}
\end{aligned}
\qquad \text{(AA24)}
$$

Aus Gl. (AA24) gewinnt man für das Matrixelement Gl. (AA22) folgende Auswahlregeln:

$$
N = \begin{cases} N' \\ N' \pm 2 \end{cases}; l = \begin{cases} l' \\ l' \pm 2 \end{cases}; \quad \Lambda = \Lambda'; \; \Sigma = \Sigma' \qquad \text{(AA25)}
$$

Diese Auswahlregeln besagen, daß zwischen Zuständen mit verschiedenem N (wobei ΔN gerade ist) eine Kopplung existiert. Diese Kopplung durch die Nichtdiagonalelemente ist im allgemeinen jedoch klein gegen die Aufspaltungsenergie $2\hbar\omega_o$ durch H_o^o, weshalb man sie vernachlässigen kann.

Für den $\vec{l}^2$-Term erhält man

$$
\langle N'l'\Lambda'\Sigma'|\vec{l}^2|Nl\Lambda\Sigma\rangle = l(l+1)\,\delta_{NN'}\,\delta_{\Lambda\Lambda'}\,\delta_{\Sigma\Sigma'} \qquad \text{(AA26)}
$$

und für den Spin-Bahn-Term

$$
\begin{aligned}
\langle N'l'\Lambda'\Sigma'|\vec{l}\cdot\vec{s}|Nl\Lambda\Sigma\rangle = \frac{1}{2}\;\{&\sqrt{(l-\Lambda)(l+\Lambda+1)}\,\delta_{\Lambda'\Lambda+1}\,\delta_{\Sigma'\Sigma-1} \\
&+ \frac{1}{2}\sqrt{(l+\Lambda)(l-\Lambda+1)}\,\delta_{\Lambda'\Lambda-1}\,\delta_{\Sigma'\Sigma+1} \\
&+ \Lambda\Sigma\,\delta_{\Lambda'\Lambda}\,\delta_{\Sigma'\Sigma}\}\,\delta_{N'N}\,\delta_{l'l}
\end{aligned}
\qquad \text{(AA27)}
$$

und daraus folgen die Auswahlregeln

$$
N = N';\quad l = l';\quad \Lambda = \begin{cases} \Lambda' \\ \Lambda' \pm 1 \end{cases};\quad \Sigma = \begin{cases} \Sigma' \\ \Sigma' \mp 1 \end{cases} \qquad \text{(AA28)}
$$

e) Die Eigenwerte und Eigenvektoren der Matrixdarstellung von h

Man schreibt nun zweckmäßigerweise (Vgl. (AA10))

$$h - \overset{o}{H}_o = \varkappa\hbar\overset{o}{\omega}_o \, R \tag{AA29}$$

mit

$$R = \eta U - 2\vec{l}\cdot\vec{s} - \mu\vec{l}^2 \tag{AA30}$$

R ist ein Operator, der nur von den beiden Parametern η und μ abhängt.

Die eigentliche Eigenwertberechnung besteht nun in der Aufgabe, die Matrix R (genauer gesagt, deren Untermatrizen zu festem N und Ω) exakt, d. h. mit Hilfe eines Digitalrechners, für vorgegebene Werte von η zu diagonalisieren. Das Ergebnis sind die Eigenwerte $r_\alpha^{N\Omega}(\eta)$. α zählt dabei die verschiedenen Eigenwerte der Matrix ab. Die Eigenvektoren der Matrix R sind die Entwicklungskoeffizienten $a_{l\Lambda}$ der Eigenfunktionen $|N\Omega\alpha\rangle$ des Operators R in der Basis der $|Nl\Lambda\Sigma\rangle$.

$$|N\Omega\alpha\rangle = \sum_l a_{l\Lambda} \, |Nl\Lambda\Sigma\rangle \tag{AA31}$$

Der entsprechende Energieeigenwert des Gesamthamiltonoperators ergibt sich dann zu

$$E_\alpha^{N\Omega} = (N_\alpha + \tfrac{3}{2})\,\hbar\omega_o(\delta) + \varkappa\hbar\overset{o}{\omega}_o \, r_\alpha^{N\Omega} \tag{AA32}$$

f) Die Parameterwerte für μ, $\varkappa$ und $\overset{o}{\omega}_o$

Die Wahl der Parameter μ und $\varkappa$ muß so erfolgen, daß bei verschwindender Deformation ($\delta = 0$) sowohl die normale Folge als auch die energetische Lage der Schalenmodellniveaus so gut wie möglich wiedergegeben werden. μ korrigiert die energetische Überschätzung der Niveaus mit höheren Bahndrehimpulsen durch das Oszillatorpotential und $\varkappa$ bestimmt die Größe der Spin-Bahn-Aufspaltung. Es ergibt sich dabei, daß

man μ für die verschiedenen Oszillatorschalen verschieden ansetzen muß, man wählt im allgemeinen

N = 0, 1, 2	μ = 0
N = 3	μ = 0,35
N = 4, 5, 6	μ = 0,45
N = 7	μ = 0,4

$\varkappa$ wird für alle Schalen auf 0,05 festgelegt [26]. Eine Abschätzung für $\overset{o}{\omega}_o$ erhält man, indem man für den mittleren quadratischen Radius des Kerns ansetzt

$$\langle R^2 \rangle = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^{A} \langle r^2 \rangle_i \approx \frac{3}{5} (1{,}2\ A^{1/3})^2\ \text{fm}^2 \qquad \text{(AA33)}$$

und daraus folgt, wenn man die Beziehung

$$\frac{m}{2}\ \overset{o}{\omega}_o\ \langle r^2 \rangle = \frac{\hbar \overset{o}{\omega}_o}{2} (N_i + \frac{3}{2}) \qquad \text{(AA34)}$$

benutzt,

$$\hbar \overset{o}{\omega}_o \approx 41\ A^{-1/3}\ \text{MeV}. \qquad \text{(AA35)}$$

Dieser Parametersatz ist natürlich keineswegs der einzig mögliche. Insbesondere für Kerne mit einem ungeraden Proton sind NILSSON-Rechnungen mit einer anderen Wahl der Parameter durchgeführt worden.

g) Die Bezeichnung der NILSSON-Niveaus mit asymptotischen Quantenzahlen

Für sehr große Deformationen δ kann man die deformationsunabhängigen Zusatzterme $\vec{l} \cdot \vec{s}$ und $\vec{l}^2$ zum anisotropen harmonischen Oszillator als deformationsunabhängige Störung betrachten, die ein Aufspalten der exakten Oszillatorniveaus zur Folge haben.

Die Eigenwerte des anisotropen harmonischen Oszillators haben in Zylinderkoordinaten die Form [24]:

$$\varepsilon(n_z n_\rho \Lambda) = \hbar\omega_z (n_z + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_x\ (2n_\rho + \Lambda + 1) \qquad \text{(AA36)}$$

Unter Benutzung der Zusammenhänge Gl.(AA3) und (AA5) für ω_x, ω_z und δ folgt

$$\varepsilon(n_z n_\rho \Lambda) \approx \hbar\omega_0^0 (n_z + 2n_\rho + \Lambda + \frac{3}{2}) + \frac{1}{3}\hbar\omega_0^0 \delta (N - 3n_z) + O(\delta^2) \quad \text{(AA37)}$$

Für sehr große Deformationen lassen sich die Niveaus also durch Quantenzahlen n_z, n_ρ, Λ kennzeichnen bzw. unter Berücksichtigung von

$$N = n_z + 2n_\rho + \Lambda \quad \text{(AA38)}$$

hat es sich eingebürgert, ein NILSSON-Niveau durch die Quantenzahlen $[N\, n_z \Lambda \Sigma]\Omega^\pi$ zu kennzeichnen. Die Angabe der Parität ist dabei redundant, da diese durch N festgelegt ist, wegen Gl. (AA20) gilt

$$\pi = (-1)^N \quad \text{(AA39)}$$

Es ist außerdem stets (Gl.(AA1))

$$\Omega = \Lambda + \Sigma = \Lambda \pm 1/2 \ .$$

Zur Zuordnung der asymptotischen Quantenzahlen verfährt man nun folgendermaßen [26]:

Für positive Deformationen $\delta > 0$ hat in der N-Schale der energetisch niedrigste Zustand mit $\Omega = 1/2$ $n_z = N$, der nächst höhere Zustand $n_z = N - 1$ usw., so daß der höchste $\Omega = 1/2$-Zustand $n_z = 0$ hat. Entsprechend hat für $\Omega = 3/2$ der niedrigste Zustand $n_z = N - 1$, der nächste $n_z = N - 2$ usw.

Nachdem man die n_z-Werte zugeordnet hat, ergeben sich die Λ-Werte aus der Tatsache, daß wegen Gl.(AA38) Λ gerade bzw. ungerade sein muß, wenn $N - n_z$ gerade bzw. ungerade ist. Da Ω gegeben ist, sind Λ und Σ dadurch eindeutig bestimmt.

Im allgemeinen verzichtet man auf die Angabe des numerischen Spinwerts Σ und beschränkt sich auf das Vorzeichen bzw. kennzeichnet die Spinorientierung durch einen Pfeil (z.B. $[422+]^{5^+}_{2}$ oder $[422+]^{5^+}_{2}$, d. h. explizit $N = 4$, $n_z = 2$, $\Lambda = 2, \Sigma = +0{,}5$.

h) Die Gesamtenergie des Kerns

Um die Gesamtenergie des Kerns zu erhalten, kann man nicht einfach die Einteilchenenergieen gemäß den Besetzungen der einzelnen NILSSON-Niveaus aufsummieren, da man bei diesem Verfahren die Zweiteilchenwechselwirkung doppelt zählen würde. Man setzt daher ~~daher~~ das auf das einzelne Teilchen wirkende Potential als Summe aller auf dieses Teilchen wirkenden Zweiteilchenpotentiale an, so daß der Hamiltonoperator für das einzelne Teilchen die Gestalt hat:

$$h_i = t_i + V_i = t_i + \sum_{i \neq j} v_{ij} \qquad \text{(AA40)}$$

und der Gesamthamiltonoperator für den Kern lautet:

$$H = \sum_{i=1}^{A} t_i + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ (i \neq j)}}^{A} v_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{A} h_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{A} t_i . \qquad \text{(AA41)}$$

In unserem Falle hat V_i Oszillatorform, d. h. es gilt

$$\langle t_i \rangle = \langle V_i \rangle = \frac{1}{2} \langle h_i \rangle \qquad \text{(AA42)}$$

Damit erhalten wir aus Gl. (AA41) für die Gesamtenergie

$$E(\delta) = \frac{3}{2} \sum_{i=1}^{A} \langle t_i \rangle = \frac{3}{4} \sum_{i=1}^{A} \langle h_i \rangle$$

$$E(\delta) = \frac{3}{4} \sum_{i=1}^{A} [(N_i + \tfrac{3}{2})\hbar\omega_0(\delta) + \varkappa\hbar\omega_0^0 \, r_i^{N_i \Omega_i}] \qquad \text{(AA43)}$$

i) Das NILSSON-Diagramm

Trägt man die nach Gl. (AA32) berechneten Energiewerte als Funktion der Deformation δ auf, so erhält man das bekannte NILSSON-Diagramm.

Fig. 26 zeigt den für unsere Betrachtungen relevanten Teil dieses Diagramms. Die Ordinate ist dabei in Einheiten von $\hbar\omega_0(\delta)$ geteilt.

2. Das Rechenprogramm zur Berechnung der Kernzustände und Energiewerte im NILSSON-Modell

Fig. 33 zeigt das Flußdiagramm des Programms "NILSSON-Rechnung III", das zur Berechnung der Kernzustände und der relativen Termlagen (vgl. Abschnitt D3) diente. Bei diesem Flußdiagramm wurde auf die Darstellung von Details bewußt verzichtet, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen. Im Anschluß an diesen Abschnitt folgt eine Liste des in FORTRAN II geschriebenen Programms. Dieser Liste und der nachfolgenden Beschreibung des Programms kann man die Details entnehmen. Referenzen zu den einzelnen Statements des Programms werden durch Zahlen mit vorgesetztem S gekennzeichnet. Die Zahlen beziehen sich auf die vom FORTRAN-Compiler vorgenommene Statement-Numerierung am linken Rand der Programmliste.

Das Programm "NILSSON-Rechnung III" wurde ausschließlich zur Berechnung von Energiewerten in Kernen mit ungerader Massenzahl geschrieben. Daher prüft das Programm nach dem Einlesen der Protonenzahl NZ und der Neutronenzahl NN zunächst, ob die Massenzahl (NZ + NN) gerade ist. Falls das der Fall ist, wird das Programm nach Ausgabe einer Fehlermeldung gestoppt (S13 bis S16). Für die zugelassenen Fälle gu- bzw. ug-Kern wird die ungerade Nukleonenzahl der Größe NU, die gerade der Größe NG zugeordnet (S17 bis S22). Danach werden die Parameter $\mu(N)$, $N = 0...6$ eingelesen. Die Beschränkung auf $N \leq 6$ war aus Speicherplatzgründen notwendig, im Falle des ^{75}Se aber auch durchaus gerechtfertigt, da zu den Bahnen des ^{75}Se höchstens noch $N = 5$ Beiträge liefert (S23). Weiter werden die Schleifenparameter δ_{anf}, δ_{end} und $\Delta\delta$ eingelesen sowie die Werte für $\varkappa$ und die Massenzahl (S25). Sodann werden die asymptotischen Quantenzahlen der Grundzustandsbahn (Basisbahn), auf die die relativen Termlagen bezogen werden, eingelesen (S27). Nach Gl. (AA35) wird $\hbar\omega_0^0$ berechnet (S29).

Die eigentliche Rechnung für verschiedene δ-Werte erfolgt nun in einer großen Schleife (S30 bis S232, Ⓐ im Flußdiagramm Fig. 33). δ läuft dabei in Schritten von $\Delta\delta$ (DD) von δ_{anf} bis δ_{end}.

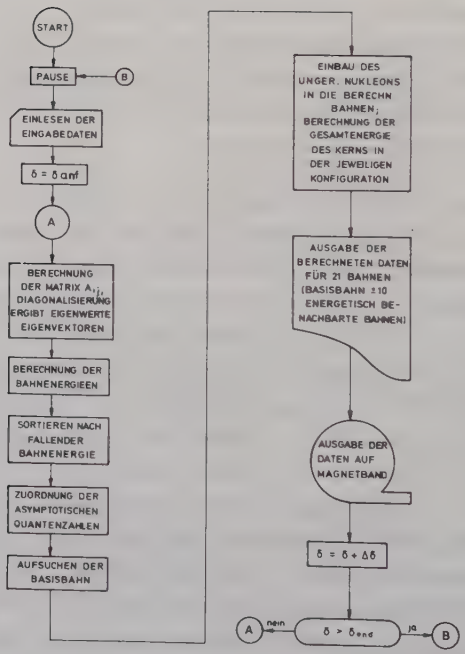

Fig. 33: Flußdiagramm des Programms "NILSSON-Rechnung III"

Zunächst werden weitere δ-abhängige Parameter berechnet, nämlich $\hbar\omega_\delta$ nach Gl. (AA45) (S34) und η nach Gl. (AA13) (S35). Die Berechnung der NILSSON-Niveaus für festes δ, deren Zahl in LFDN mitgezählt wird, geschieht in dem nun folgenden Programmteil, der bis S103 reicht. Aus den verschiedenen Basiszuständen $|N\Lambda\Sigma\rangle$ wird für festes N und Ω die Matrix A_{ij} ($\equiv$ R in Gl.(AA30)) berechnet. Die Zahl der beteiligten Basiszustände wird dabei in NZU mitgezählt. Für festes N kann Ω wegen Gl.(AA1) und (AA20) nur im Wertebereich $\frac{1}{2} \leqq \Omega \leqq N + \frac{1}{2}$ variieren (S38). Die Größe Λ ist entweder $\Omega - \frac{1}{2}$, dann ist wegen $\Omega = \Lambda + \Sigma, \Sigma = \frac{1}{2}$ (S40, S46) oder es ist $\Lambda = \Omega + \frac{1}{2}$, dann ist $\Sigma = -\frac{1}{2}$ (S48, S54).

Der Wert des Drehimpulses l des Basiszustands ist wegen Gl. (AA20) auf den Wertebereich $0 \leqq l \leqq N$ eingeschränkt, er ist gerade bzw. ungerade, wenn N gerade bzw. ungerade ist (S41, S49). Natürlich müssen Kombinationen, bei denen $\Lambda > l$ würde, ausgeschlossen werden (S42, S50). Nachdem so die Quantenzahlen N, l, Λ, Σ der NZU Basiszustände, die zu einer NILSSON-Bahn $\chi(N,\Omega)$ beitragen, ermittelt wurden, werden die NZU × NZU Elemente (a_{ij}) der Matrix A berechnet.

Nach der Berechnung verschiedener Hilfsgrößen (S58 bis S67) wird der Term $\langle r^2 Y_{20}\rangle$ (Gl.(AA22)ff.) in S68 bis S71, der Term $\langle \vec{l}\cdot\vec{s}\rangle$ (Gl.(AA27)) in S72 bis S77 und schließlich der Term $\langle \vec{l}^2\rangle$ (Gl.(AA26)) in S78, S79 berechnet. Bei der Formulierung der Statements wurde auf größtmögliche Durchsichtigkeit Wert gelegt, daher wurden die δ-Funktionen als einfache Unterprogramme geschrieben (sh. Programmliste).

In S80 schließlich wird das Matrixelement a_{ij} nach Gl.(AA30) gebildet.

Die so gewonnene Matrix muß zur Eigenwert- und Eigenvektorbestimmung diagonalisiert werden. Das hierzu verwendete Unterprogramm JACOBI, das die Matrix nach dem JACOBIschen Verfahren (sh. z. B. [33]) diagonalisiert, wurde uns freundlicherweise als Teil eines größeren Programms von Herrn Dr. B. OLSEN, Uppsala, überlassen. Da das Programm auch komplexe Matrizen

diagonalisieren kann, die hier nicht vorliegen, mußte der Imaginärteil der Matrix AI = (ai_{ij}) gleich Null gesetzt werden (S81 bis S83).

Falls nur ein Basiszustand beteiligt ist, besteht die Matrix A aus dem einzigen Element a_{11}. Dieses Element stellt den Eigenwert $r_{\alpha}^{N\Omega}$ der Funktion $\chi(N_{\alpha},\Omega)$ dar, der Eigenvektor (der einzige Entwicklungskoeffizient) ist dann gleich 1 (S84 bis S86). Besteht A dagegen aus mehreren Elementen, so wird mit Hilfe des Unterprogramms JACOBI die Diagonalisierung durchgeführt (S88). Die ermittelten Eigenwerte E und die zugehörigen Eigenvektoren S ($\equiv a_{1\Lambda}$ in Gl. (AA31)) werden zunächst nach dem Laufindex LFDN abgespeichert (S89 bis S92), sodann werden in entsprechenden Listen noch die Werte Ω, N, NZU, 1, Λ und Σ der Basiszustände abgelegt (S93 bis S100).

Da die Listen nur eine Länge von 100 Elementen aufwiesen, wurde die Maximalzahl der berechneten NILSSON-Bahnen auf 100 begrenzt (S102). Für N = 0 bis 6 ergeben sich aber nur insgesamt 84 Zustände, so daß die Kapazität der Listen nicht überschritten wurde.

Das Statement S104 dient zur Kontrollausgabe der Zahl der berechneten Bahnen auf der Schreibmaschine. Aus den berechneten Eigenwerten E(LFDN) ($\equiv r_{\alpha}^{N\Omega}$, vgl. Abschnitt AA1a) werden sodann nach Gl. (AA32) die Eigenwerte des Gesamthamiltonoperators berechnet (S108). Nach diesen "Bahnenergieen" werden sodann alle bisher berechneten Größen umsortiert. Der größte Energiewert erhält dabei den Index 1, die Ergebnisse stehen also nach fallenden Energiewerten geordnet im Speicher (S109 bis S150).

Nun erfolgt die Zuordnung der asymptotischen Quantenzahlen nach dem in Abschnitt AA1g angegebenen Verfahren (S151 bis S167).

Die so gefundenen asymptotischen Quantenzahlen werden mit den eingelesenen asymptotischen Quantenzahlen der Basisbahn (sh.o.) verglichen. Falls eine Übereinstimmung vorliegt, wird die Größe EBASIS gleich dem Energiewert der Bahn mit übereinstimmenden Quantenzahlen gesetzt und deren Laufindex in LBASIS notiert

(S168 bis S176). Falls keine Übereinstimmung festgestellt werden kann, wird eine entsprechende Meldung auf der Kontrollschreibmaschine ausgegeben und EBASIS = 0 gesetzt (S177 bis S179).

Für die Bestimmung der relativen Termlagen (vgl. Abschnitt D3) wird das ungepaarte Nukleon nacheinander in energetisch aufsteigender Folge in die berechneten NILSSON-Bahnen mit dem Index LBAHN gesetzt und die übrigen Bahnen paarweise mit den restlichen Nukleonen gefüllt. Gemäß Gl. (AA43) wird dann die Gesamtenergie des Kerns in dieser Konfiguration, TE(LBAHN), berechnet und in einer Liste abgespeichert (S180 bis S200).

An diese Berechnung schließt sich die Ausgabe der Ergebnisse auf dem Zeilendrucker und (für spätere Weiterverarbeitung) auf Magnetband an. Ausgegeben werden allerdings nur die Ergebnisse für die 10 Bahnen, die als energetisch nächste Bahnen oberhalb der Basisbahn liegen, die Ergebnisse für die Basisbahn und die Ergebnisse für die nächsten 10 energetisch niedriger liegenden Bahnen, da die anderen Bahnen wegen ihres zu großen energetischen Abstands für die weitere Auswertung uninteressant sind.

Ausgegeben werden für jede dieser 21 Bahnen der Energieeigenwert $r_{\alpha}^{N\Omega}$ der Bahn, die asymptotischen Quantenzahlen, die Gesamtenergie der Bahn (Gl.(AA32)), deren Differenz zur Gesamtenergie der Basisbahn, die Gesamtenergie des Kerns mit dem ungepaarten Nukleon in dieser Bahn, die Differenz dieser Energie zur Gesamtenergie des Kerns, wenn sich das ungepaarte Nukleon in der Basisbahn befindet (≡ relative Termlage), sowie die Eigenvektoren mit den zugehörigen Basisfunktionen des isotropen harmonischen Oszillators (S201 bis 231).

Das Programm kann nach einem vollständigen Durchlauf wieder mit neuen Eingabedaten gestartet werden. Die verwendeten Unterprogramme bedürfen keiner weiteren Erläuterung.

```
*     1  *     NILSSON - RECHNUNG III.
*     2        DIMENSION AMU[0/6],LZU[7],LAMZU[7],SIGZU[7],EE[100],SE[7,100],
*     3       A          OM[100],NL[100],LNZU[100],LL[7,100],LLAM[7,100],
*     4       B           SIGL[7,100],GE[100],SMAX[7],LLMAX[7],LLAMAX[7],SIGMAX[7]
*     5       C            NZY[100],LASY[100],ISIG[100],TE[100]
*     6        DIMENSION A[10,10],AI[10,10],E[10],S[10,10],SI[10,10]
*     7        COMMON A,AI,E,S,SI,AMU,LZU,LAMZU,SIGZU,EE,SE,OM,NL,LNZU,SMAX,
*     8       A       LLMAX,LLAMAX,SIGMAX,NZY,MEM1,LASY,ISIG,TE,LL,LLAM,SIGL,GE
*     9     10 PAUSE 1
*    10        ACC = 1.E-7
*    11        READ 1,NZ,NN
*    12      1 FORMAT[2I3]
*    13        IF[MOD[NZ+NN,2]]        12,11,12
*    14     11 TYPE 110
*    15     110 FORMAT[$GG BZW. UU NICHT ZUGELASSEN$]
*    16        STOP
*    17     12 IF[MOD[NZ,2]]      13,14,13
*    18     13 NU = NZ
*    19        NG = NN
*    20        GO TO        15
*    21     14 NU = NN
*    22        NG = NZ
*    23     15 READ 2,AMU[N],N=0,6
*    24      2 FORMAT[7F11.5]
*    25        READ 3,DANF,DEND,DD,AKAPPA,AMASS
*    26      3 FORMAT[5F12.5]
*    27        READ 4,NBASIS,NZBASIS,LAMBASIS,ISBASIS
*    28      4 FORMAT[3I1,A1]
*    29        HOOMO = 41.*AMASS**[-1./3.]
*    30        DO       4000       DDLTA = DANF,DEND,DD
*    31        PRINT 7000
*    32   7000 FORMAT[1H1]
*    33        RATIO = [1.-4./3.*DDLTA**2-16./27.*DDLTA**3]**[-1./6.]
*    34        HOOMD = HOOMO*RATIO
*    35        ETA = DDLTA/AKAPPA*RATIO
*    36        LFDN = 0
*    37        DO       1000       N = 0,6
*    38        DO       1000       OMEGA = N+.5,.5,-1.
*    39        NZU = 0
*    40        LAMBDA = OMEGA -.5
*    41        DO        100       L = N,0,-2
*    42        IF[LAMBDA-L]        150,150,190
*    43     150 NZU = NZU + 1
*    44        LZU[NZU] = L
*    45        LAMZU[NZU] = LAMBDA
*    46        SIGZU[NZU] = .5
*    47     100 CONTINUE
*    48     190 LAMBDA = OMEGA +.5
*    49        DO        200       L = N,0,-2
*    50        IF[LAMBDA-L]        250,250,300
*    51     250 NZU = NZU + 1
*    52        LZU[NZU] = L
*    53        LAMZU[NZU] = LAMBDA
```

```
      SIGZU[NZU] = -.5
  200 CONTINUE
  300 DO       400        I = 1,NZU
      DO       400        J = 1,NZU
      EL1 = LZU[I]
      EL2 = LZU[J]
      ELA1 = LAMZU[I]
      ELA2 = LAMZU[J]
      SPLUS = SIGZU[J] + 1.
      SMINUS = SIGZU[J] - 1.
      LPLUS = LAMZU[J] + 1
      LMINUS = LAMZU[J] - 1
      LMINUS2 = LZU[J] - 2
      SQLL = SQRT[[2.*EL2+1.]/[2.*EL1+1.]]
      RSQY20 = -2./3.*[[N+1.5]*IDELTA[LZU[I],LZU[J]]+SQRT[[N-EL2+2.]
     Z          *[N+EL2+1.]]*IDELTA[LZU[I],LMINUS2]]*SQLL
     A          *CLEBSH[EL2,2.,ELA2,0.,EL1,ELA1]
     B          *CLEBSH[EL2,2.,0.,0.,EL1,0.]*DELTA[SIGZU[J],SIGZU[I]]
      TERMLS = -2.*[.5*SQRT[[EL2-ELA2]*[EL2+ELA2+1.]]
     A          *IDELTA[LAMZU[I],LPLUS]*DELTA[SIGZU[I],SMINUS]
     B          +.5*SQRT[[EL2+ELA2]*[EL2-ELA2+1.]]
     C          *IDELTA[LAMZU[I],LMINUS]*DELTA[SIGZU[I],SPLUS]
     D          +LAMZU[J]*SIGZU[J]*IDELTA[LAMZU[I],LAMZU[J]]
     E          *DELTA[SIGZU[I],SIGZU[J]]]*IDELTA[LZU[I],LZU[J]]
      TERMLQ = -AMU[N]*LZU[J]*[LZU[J]+1]*IDELTA[LZU[I],LZU[J]]
     A          *IDELTA[LAMZU[I],LAMZU[J]]*DELTA[SIGZU[I],SIGZU[J]]
  400 A[I,J] = ETA * RSQY20 + TERMLS + TERMLQ
      DO       5          I = 1,10
      DO       5          J = 1,10
    5 AI[I,J] = 0.
      IF[NZU-1]     302,302,303
  302 EE[LFDN+1] = A[1,1]
      SE[1,LFDN+1] = 1.
      GO TO         500
  303 CALL JACOBI[NZU,ACC]
      DO       390        K = 1,NZU
      EE[LFDN+K] = E[K]
      DO       390        KJ = 1,NZU
  390 SE[KJ,LFDN+K] = S[KJ,K]
  500 DO       600        K = 1,NZU
      OM[LFDN+K] = OMEGA
      NL[LFDN+K] = N
      LNZU[LFDN+K] = NZU
      DO       600        KJ = 1,NZU
      LL[KJ,LFDN+K] = LZU[KJ]
      LLAM[KJ,LFDN+K] = LAMZU[KJ]
  600 SIGL[KJ,LFDN+K] = SIGZU[KJ]
      LFDN = LFDN + NZU
      IF[LFDN-100] 1000,1001,1001
 1000 CONTINUE
 1001 TYPE 1002,LFDN
 1002 FORMAT[$LFDN = $I4]
      LMAX = LFDN
      DO       1100       LFDN = 1,LMAX
```

```
=   108   1100 GE(LFDN) = (NL(LFDN)+1.5)*HQBMD + AKAPPA*HQBMO*EE(LFDN)
=   109        DO       1200        LFDN = 1,LMAX-1
=   110        EMAX = GE(LFDN)
=   111        MK = LFDN
=   112        DO       1201        K = LFDN+1,LMAX
=   113        IF(GE(K)-EMAX)     1201,1201,1202
=   114   1202 EMAX = GE(K)
=   115        EEMAX = EE(K)
=   116        BMAX = BM(K)
=   117        NLMAX = NL(K)
=   118        LNMAX = LNZU(K)
=   119        MK = K
=   120        DO       1201        KJ = 1,LNMAX
=   121        SMAX(KJ) = SE(KJ,MK)
=   122        LLMAX(KJ) = LL(KJ,MK)
=   123        LLAMAX(KJ) = LLAM(KJ,MK)
=   124        SIGMAX(KJ) = SIGL(KJ,MK)
=   125   1201 CONTINUE
=   126        IF(MK-LFDN)  1200,1200,1205
=   127   1205 DO       1203        LK = MK,LFDN+1,-1
=   128        GE(LK) = GE(LK-1)
=   129        EE(LK) = EE(LK-1)
=   130        BM(LK) = BM(LK-1)
=   131        NL(LK) = NL(LK-1)
=   132        LNZU(LK) = LNZU(LK-1)
=   133        LZUM= MAX(LNZU(LK),LNZU(LK-1))
=   134        DO       1203        KJ = 1,LZUM
=   135        SE(KJ,LK) = SE(KJ,LK-1)
=   136        LL(KJ,LK) = LL(KJ,LK-1)
=   137        LLAM(KJ,LK) = LLAM(KJ,LK-1)
=   138        SIGL(KJ,LK) = SIGL(KJ,LK-1)
=   139   1203 CONTINUE
=   140        GE(LFDN) = EMAX
=   141        EE(LFDN) = EEMAX
=   142        BM(LFDN)= BMAX
=   143        NL(LFDN) = NLMAX
=   144        LNZU(LFDN) = LNMAX
=   145        DO       1204        KJ = 1,LNMAX
=   146        SE(KJ,LFDN) = SMAX(KJ)
=   147        LL(KJ,LFDN) = LLMAX(KJ)
=   148        LLAM(KJ,LFDN) = LLAMAX(KJ)
=   149   1204 SIGL(KJ,LFDN) = SIGMAX(KJ)
=   150   1200 CONTINUE
=   151        DO       2000        N = 6,0,-1
=   152        DO       2000        BMEGA = N+.5,.5,-1.
=   153        NZ = 0
=   154        DO       2000        LFDN = 1,LMAX
=   155        IF(NL(LFDN)-N)     2000,2001,2000
=   156   2001 IF(BM(LFDN)-BMEGA)      2000,2002,2000
=   157   2002 NZY(LFDN) = NZ
=   158        LA = BM(LFDN) + .5
=   159        NMNZ = N - NZ
=   160        IF(MBD(LA,2) - MBD(NMNZ,2))       2004,2003,2004
=   161   2003 LASY(LFDN) = LA
```

```
      ISIG[LFDN] = 1H-
      GA T9          2005
2004 LASY[LFDN] = BM[LFDN] -.5
      ISIG[LFDN] = 1H+
2005 NZ = NZ + 1
2000 CONTINUE
      D9       3000       LFDN = 1,LMAX
      IF[NL[LFDN] - NBASIS]  3000,3001,3000
3001 IF[NZY[LFDN]-NZBASIS]  3000,3002,3000
3002 IF[LASY[LFDN]-LAMBASIS]3000,3003,3000
3003 IF[ISIG[LFDN]-ISBASIS] 3000,3004,3000
3004 EBASIS = GE[LFDN]
      LBASIS = LFDN
      GA T9          3010
3000 CONTINUE
      TYPE 3005
3005 FORMAT[$BASIS NICHT GEFUNDEN$]
      EBASIS = 0.
3010 D9       6000       LBAHN = LMAX,1,-1
      NUU = NU
      NGG = NG
      ESUMU = GE[LBAHN]
      NUU= NUU- 1
      D9       5000       LFDN = LMAX,1,-1
      IF[LFDN-LBAHN]     5001,5000,5001
5001 ESUMU = ESUMU + GE[LFDN]*2.
      NUU= NUU- 2
      IF[NUU]        5005,5006,5000
5000 CONTINUE
5005 TYPE 5007
5007 FORMAT[$N NEGATIV, PROGRAMMFEHLER$]
      STOP
5006 ESUMG = 0.
      D9       5010       LFDN = LMAX,1,-1
      ESUMG = ESUMG + GE[LFDN] *2.
      NGG= NGG- 2
      IF[NGG]        5005,6000,5010
5010 CONTINUE
6000 TE[LBAHN] = .75*[ESUMU+ESUMG]
      PRINT 3011,DDLTA,ETA,AKAPPA,NBASIS,NZBASIS,LAMBASIS,ISBASIS
3011 FORMAT[$DELTA = $F7.4$ ETA = $F7.4$ KAPPA = $F7.4,10X,
     A        $ENERGIEBASIS:[$3I1,A1$]$//]
      PRINT 3012
3012 FORMAT[5X$EIGENWERT$14X$ASYMPT.Q.Z.$7X$ENERGIE$11X,
     A         $ΔE/BASIS$4X$GESAMTENERGIE$8X$ΔTE/BASIS$]
      L = MAX[LBASIS-10,1]
      K = MIN[LBASIS+10,LMAX]
      D9       4000       LFDN = L,K
      M2OMEGA = BM[LFDN] * 2.
      IF[M80[NL[LFDN],2]]    4002,4001,4002
4001 ISIGN = 1H+
      GA T8          4003
4002 ISIGN = 1H-
4003 DELTE = GE[LFDN] - EBASIS
```

```
*   216          DELTATE = TE[LFDN] - TE[LBASIS]
*   217          PRINT 4004,EE[LFDN],M2@MEGA,ISIGN,NL[LFDN],NZY[LFDN],LASY[LFDN],,
*   218         A              ISIG[LFDN],GE[LFDN],DELTE,TE[LFDN],DELTATE
*   219     4004 FORMAT(/F12.5,13X,I2,2H/2,A1,1H[,3I1,A1,1H],4X,F12.5,3[5X,F12.5])
*   220          WRITE OUTPUT TAPE 1,8000,DDLTA,M2@MEGA,ISIGN,NL[LFDN],NZY[LFDN],,
*   221         A                              LASY[LFDN],ISIG[LFDN],DELTATE,LNZU[LFDN
*   222     8000 FORMAT(F12.5,13X,I2,2H/2,A1,1H[,3I1,A1,1H],4X,F12.5,4X,I2)
*   223          DO       4000       KJ = 1,LNZU[LFDN]
*   224          IF(SIGL[KJ,LFDN])       4102,4102,4101
*   225     4101 ISIGN = 1H+
*   226          GO TO          4103
*   227     4102 ISIGN = 1H-
*   228     4103 WRITE OUTPUT TAPE 1,4104,SE[KJ,LFDN],NL[LFDN],LL[KJ,LFDN],
*   229         A                              LLAM[KJ,LFDN],ISIGN
*   230          PRINT 4104,SE[KJ,LFDN],NL[LFDN],LL[KJ,LFDN],LLAM[KJ,LFDN],ISIGN
*   231     4104 FORMAT(F12.5,X1HI,3I1,A1,1H>)
*   232     4000 CONTINUE
*   233          GO TO          10
*   234          END
```

COMMON ALLOCATION

77470	A	77160	AI	77134	E	76624	S
76314	SI	76276	AMU	76267	LZU	76260	LAMZU
76242	SIGZU	75732	EE	73142	SE	72632	@M
72466	NL	72322	LNZU	72304	SMAX	72275	LLMAX
72266	LLAMAX	72250	SIGMAX	72104	NZY	72103	MEM1
71737	LASY	71573	ISIG	71263	TE	67767	LL
66473	LLAM	63703	SIGL	63373	GE		

PROGRAM ALLOCATION

00016	NZ	00017	NN	00020	NU	00021	NG
00022	N	00023	NBASIS	00024	NZBASIS	00025	LAMBASIS
00026	ISBASIS	00027	LFDN	00030	NZU	00031	LAMBDA
00032	L	00033	I	00034	J	00035	LPLUS
00036	LMINUS	00037	LMINUS2	00040	K	00041	KJ
00042	LMAX	00043	MK	00044	NLMAX	00045	LNMAX
00046	LK	00047	LZUM	00050	LA	00051	NMNZ
00052	LBASIS	00053	LBAHN	00054	NUU	00055	NGG
00056	M2@MEGA	00057	ISIGN	00060	ACC	00062	DANF
00064	DEND	00066	DD	00070	AKAPPA	00072	AMASS
00074	HQ@M0	00076	DDLTA	00100	RATI@	00102	HQ@MD
00104	ETA	00106	@MEGA	00110	EL1	00112	EL2
00114	ELA1	00116	ELA2	00120	SPLUS	00122	SMINUS
00124	SQLL	00126	RSQY20	00130	TERMLS	00132	TERMLQ
00134	EMAX	00136	EEMAX	00140	@MAX	00142	EBASIS
00144	ESJMU	00146	ESUMG	00150	DELTE	00152	DELTATE

SUBPROGRAMS REQUIRED

M@D SQRT IDELTA CLEBSH DELTA JAC@BI

```
MAX          MIN
THE END
```

```
      1       FUNCTION CLEBSH(EL1,EL2,EM1,EM2,EL3,EM3)
      2       DIMENSION H(202),J(202)
      3       INTPTF(X)=X+X+SIGNF(0.1,X)
      4       K1=INTPTF(EL1)
      5       K2=INTPTF(EL2)
      6       K3=INTPTF(EL3)
      7       K4=INTPTF(EM1)
      8       K5=INTPTF(EM2)
      9       K6=INTPTF(EM3)
     10       IF(JJJ-1984)100,500,100
     11   100 JJJ=1984
     12       H(2)=1.
     13       J(2)=0
     14       X=0.
     15       DO 400 I=4,202,2
     16       X=X+1.
     17       H(I)=H(I-2)*X
     18       J(I)=J(I-2)
     19   200 IF(10.**H(I))300,300,400
     20   300 H(I)=0.01*H(I)
     21       J(I)=J(I)+2
     22       GO TO 200
     23   400 CONTINUE
     24   500 IF(K4+K5-K6)710,600,710
     25   600 M1=K1+K2-K3
     26       M2=K2+K3-K1
     27       M3=K3+K1-K2
     28       M4=K1+K4
     29       M5=K1-K4
     30       M6=K2+K5
     31       M7=K2-K5
     32       M8=K3+K6
     33       M9=K3-K6
     34       M10=K1+K2+K3+2
     35       IF( MIN   (M1,M2,M3,M4,M5,M6,M7,M8,M9,M10))710,10,10
     36    10 IF(M10-(M10/2)-(M10/2))710,20,710
     37    20 CONTINUE
     38       Y=SQRTF(FLOATF(K3+1)*H(M1+2)*H(M2+2)*H(M3+2)*H(M4+2)*H(M5+2)*
     39      1                          H(M6+2)*H(M7+2)*H(M8+2)*H(M9+2)/H(M10+2))
     40       IY=(J(M1+2)+J(M2+2)+J(M3+2)+J(M4+2)+J(M5+2)+
     41      1    J(M6+2)+J(M7+2)+J(M8+2)+J(M9+2)-J(M10+2))/2
     42       N4= MIN   (K1+K2-K3,K1-K4,K2+K5)
     43       N5= MAX   (K2-K3-K4,0,K1+K5-K3)
     44       N5PAR=4*(N5/4)-N5+1
     45       Z=0.
     46       GO TO 610
     47   700 M1=K1+K2-K3-N5
     48       M2=K1-K4-N5
     49       M3=K2+K5-N5
     50       M4=K3-K2+K4+N5
     51       M5=K3-K1-K5+N5
     52       M6=N5
     53       X=1./(H(M1+2)*H(M2+2)*H(M3+2)*H(M4+2)*H(M5+2)*H(M6+2))
```

```
    54          IX=-J[M1+2]-J[M2+2]-J[M3+2]-J[M4+2]-J[M5+2]-J[M6+2]
    55      800 IF[IX+IY]900,210,110
    56      900 X=0.1*X
    57          IX=IX+1
    58          GO TO 800
    59      110 X=10.*X
    60          IX=IX-1
    61          GO TO 800
    62      210 IF[N5PAR]310,410,410
    63      310 Z=Z-X
    64          GO TO 510
    65      410 Z=Z+X
    66      510 N5PAR=-N5PAR
    67          N5=N5+2
    68      610 IF[N5-N4]700,700,810
    69      710 CLEBSH=0.0
    70          GO TO 910
    71      810 CLEBSH=Z*Y
    72      910 RETURN
    73          END

PROGRAM ALLOCATION

 00047 H          00673 J          01205 K1         01206 K2
 01207 K3         01210 K4         01211 K5         01212 K6
 01213 JJJ        01214 I          01215 M1         01216 M2
 01217 M3         01220 M4         01221 M5         01222 M6
 01223 M7         01224 M8         01225 M9         01226 M10
 01227 IY         01230 N4         01231 N5         01232 N5PAR
 01233 IX         01234 CLEBSH     DUMMY EL1        DUMMY EL2
 DUMMY EL3        DUMMY EM1        DUMMY EM2        DUMMY EM3
 01236 X          01240 Y          01242 Z

SUBPROGRAMS REQUIRED

  SIGNF      MIN        SQRTF      FLOATF     MAX
THE END
```

```
*      1          FUNCTION IDELTA(N1,N2)
*      2          IF(N1 - N2)  2,1,2
*      3        1 IDELTA = 1
*      4          RETURN
*      5        2 IDELTA = 0
*      6          RETURN
*      7          END

PROGRAM ALLOCATION

  00004 IDELTA     DUMMY N1         DUMMY N2
THE END
```

```
=      1          FUNCTION DELTA(S1,S2)
=      2          IF(S1 - S2)        2,1,2
=      3        1 DELTA = 1.
=      4          RETURN
=      5        2 DELTA = 0.
=      6          RETURN
=      7          END

PROGRAM ALLOCATION

  00004 DELTA      DUMMY S1         DUMMY S2
THE END
```

```
*      1        SUBROUTINE JACOBI(N,ACC)
*      2        DIMENSION A(10,10),AI(10,10),E(10),S(10,10),SI(10,10)
*      3        COMMON A,AI,E,S,SI
*      4           MT=2
*      5           DO 23 I=1,N
*      6           DO 22 K=1,N
*      7           S(I,K)=0.
*      8        22 SI(I,K)=0.
*      9        23 S(I,I)=1.
*     10           IND=0
*     11        40 SUM1=0.
*     12           SUM2=0.
*     13           DO 42 I=1,N
*     14           DO 41 K=1,N
*     15        41 SUM1=SUM1+A(I,K)*A(I,K)+AI(I,K)*AI(I,K)
*     16        42 SUM2=SUM2+A(I,I)*A(I,I)+AI(I,I)*AI(I,I)
*     17           FNUI=SQRTF(SUM1-SUM2)
*     18           FN=N
*     19        50 FNUF=ACC*SQRTF(SUM1+(FN-1.)*SUM2)/FN
*     20        59 IF(FNUI-FNUF)590,590,690
*     21       590 FNU=FNUF
*     22           GO TO 60
*     23       690 FNU=FNUI
*     24        60 FNU=FNU/FN
*     25        70 IQ=2
*     26        80 IP=1
*     27        90 ALFA=SQRTF(A(IP,IQ)*A(IP,IQ)+AI(IP,IQ)*AI(IP,IQ))
*     28           IF(ALFA-FNU)220,220,100
*     29       100 IND=1
*     30       110 V=AI(IP,IQ)
*     31           W=A(IP,IQ)
*     32           IF(W) 111,112,112
*     33       111 SIGNW=-1.
*     34           GO TO 113
*     35       112 SIGNW=1.
*     36       113 IF(W)115,114,115
*     37       114 SIFI=SIGNW
*     38           COFI=0.
*     39           GO TO 116
*     40       115 PSI=SIGNW*V/SQRTF(V*V+W*W)
*     41           ARG=1.-PSI*PSI
*     42           IF(ARG)5,6,6
*     43         5 IMS=5
*     44           WRITE OUTPUT TAPE MT,1000,ARG,IMS
*     45      1000 FORMAT(5H ARG=E16.8,I6)
*     46           ARG=0.
*     47         6 SIFIH=PSI/SQRTF(2.*(1.+SQRTF(ARG)))
*     48           SIFI=2.*SIFIH*SQRTF(1.-SIFIH*SIFIH)
*     49           ARG=1.-SIFI*SIFI
*     50           IF(ARG)1,2,2
*     51         1 IMS=1
*     52           WRITE OUTPUT TAPE MT,1000,ARG,IMS
*     53           ARG=0.
```

```
      2 C0FI=SQRTF(ARG)
    116 FLAM=-A(IP,IQ)*C0FI-AI(IP,IQ)*SIFI
        FMU=0.5*(A(IP,IP)-A(IQ,IQ))
        IF(FMU)117,118,118
    117 SIGN=-1.
        GO TO 119
    118 SIGN=1.
    119 IF(FMU)1191,1190,1191
   1190 OMEGA=SIGN
        GO TO 1192
   1191 OMEGA=SIGN*FLAM/SQRTF(FLAM*FLAM+FMU*FMU)
   1192 ARG=1.-OMEGA*OMEGA
        IF(ARG)7,8,8
      7 IMS=7
        WRITE OUTPUT TAPE MT,1000,ARG,IMS
        ARG=0.
      8 SINT=OMEGA/SQRTF(2.*(1.+SQRTF(ARG)))
        SINT2=SINT*SINT
        ARG=1.-SINT2
        IF(ARG)3,4,4
      3 IMS=3
        WRITE OUTPUT TAPE MT,1000,ARG,IMS
        ARG=0.
      4 C0ST=SQRTF(ARG)
        C0ST2=C0ST*C0ST
    120 AIPIP=A(IP,IP)
        AIQIQ=A(IQ,IQ)
        AIPIQ=A(IP,IQ)
        CIPIP=AI(IP,IP)
        CIQIQ=AI(IQ,IQ)
        CIPIQ=AI(IP,IQ)
    121 DO 141 I=1,N
        BIIP=C0ST*A(I,IP)-SINT*(A(I,IQ)*C0FI+AI(I,IQ)*SIFI)
        BIIPI=C0ST*AI(I,IP)-SINT*(AI(I,IQ)*C0FI-A(I,IQ)*SIFI)
        BIIQ=C0ST*A(I,IQ)+SINT*(A(I,IP)*C0FI-AI(I,IP)*SIFI)
        BIIQI=C0ST*AI(I,IQ)+SINT*(A (I,IP)*SIFI+AI(I,IP)*C0FI)
        A(I,IP)=BIIP
        A(IP,I)=BIIP
        AI(I,IP)=BIIPI
        AI(IP,I)=-BIIPI
        A(I,IQ)=BIIQ
        A(IQ,I)=BIIQ
        AI(I,IQ)=BIIQI
        AI(IQ,I)=-BIIQI
    140 SIIP=S(I,IP)
        SIIIP=SI(I,IP)
        SIIQ=S(I,IQ)
        SIIIQ=SI(I,IQ)
        S(I,IP)=SIIP*C0ST-SINT*(SIIQ*C0FI+SIIIQ*SIFI)
        SI(I,IP)=SIIIP*C0ST-SINT*(SIIIQ*C0FI-SIIQ*SIFI)
        S(I,IQ)=SIIQ*C0ST+SINT*(SIIP*C0FI-SIIIP*SIFI)
    141   SI(I,IQ)=SIIIQ*C0ST+SINT*(SIIIP*C0FI+SIIP*SIFI)
    170 TERM=2.*SINT*C0ST*(AIPIQ*C0FI+CIPIQ*SIFI)
        A(IP,IP)=AIPIP*C0ST2+AIQIQ*SINT2-TERM
```

```
=   108          A[IQ,IQ]=AIPIP*SINT2+AIQIQ*C0ST2+TERM
=   109          A[IP,IQ]=0.
=   110          A[IQ,IP]=0.
=   111          AI[IP,IQ]=0.
=   112          AI[IQ,IP]=0.
=   113      220 IF[IP-IQ+1]230,240,240
=   114      230 IP=IP+1
=   115          G0 T0 90
=   116      240 IF[IQ-N]250,260,260
=   117      250 IQ=IQ+1
=   118          G0 T0 80
=   119      260 IF[IND-1]280,270,270
=   120      270 IND=0
=   121          G0 T0 70
=   122      280 IF[FNU-FNUF]290,290,60
=   123      290 D0 300 I=1,N
=   124      300 E[I]=A[I,I]
=   125          RETURN
=   126           END
```

C0MM0N ALL0CATI0N

```
  77470 A          77160 AI         77134 E          76624 S
  76314 SI
```

PR0GRAM ALL0CATI0N

```
  00015 JAC0BI     00016 MT         00017 I          DUMMY N
  00020 K          00021 IND        00022 IQ         00023 IP
  00024 IMS        00025 SUM1       00027 SUM2       00031 FNUI
  00033 FN         00035 FNUF       DUMMY ACC        00037 FNU
  00041 ALFA       00043 V          00045 W          00047 SIGNW
  00051 SIFI       00053 C0FI       00055 PSI        00057 ARG
  00061 SIFIH      00063 FLAM       00065 FMU        00067 SIGN
  00071 0MEGA      00073 SINT       00075 SINT2      00077 C0ST
  00101 C0ST2      00103 AIPIP      00105 AIQIQ      00107 AIPIQ
  00111 CIPIP      00113 CIQIQ      00115 CIPIQ      00117 BIIP
  00121 BIIPI      00123 BIIQ       00125 BIIQI      00127 SIIP
  00131 SIIIP      00133 SIIQ       00135 SIIIQ      00137 TERM
```

SUBPR0GRAMS REQUIRED

```
  SQRTF
THE END
```

3. Mathematische Formulierung der elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten im NILSSON-Modell

In diesem Abschnitt sollen als Vorbereitung für die Beschreibung des Rechenprogramms zur Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten die Formeln angegeben werden, die NILSSON in seiner Arbeit [26] für die Berechnung von elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten hergeleitet hat.

NILSSON geht von der allgemeinen Gleichung für die γ-Übergangswahrscheinlichkeit aus:

$$T(\lambda) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar}\left(\frac{\omega}{c}\right)^{2\lambda+1} B(\lambda) \qquad \text{(AA43)}$$

Darin ist λ die Multipolarität des emittierten Strahlungsfeldes, $\hbar\omega$ die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand und $B(\lambda)$ die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit.

Für Einteilchenübergänge zwischen NILSSON-Bahnen durch Emission <u>elektrischer</u> Multipolstrahlung ergibt sich

$$B(E\lambda, I\to I') = e^2(1+(-1)^\lambda)\left(\frac{Z}{A^\lambda}\right)^2\left(\frac{\hbar}{M\omega_0}\right)^\lambda \frac{2\lambda+1}{4\pi} \qquad \text{(AA44)}$$

$$\cdot\left|\langle I\lambda KK'-K|I'K'\rangle + b_{E\lambda}(-1)^{I'+K'}\langle I\lambda K-K'-K|I'-K'\rangle\right|^2 \cdot G_{E\lambda}^2$$

Darin ist Z die Kernladungszahl, A die Massenzahl, ω_0 die in Gl.(AA5) definierte Oszillatorfrequenz; ferner ist für Einteilchenübergänge ohne Anregung von Rotationen $K = \Omega$.

Die Funktion $b_{E\lambda}$ ist gegeben durch

$$b_{E\lambda} = \frac{(-1)^{K'+\frac{1}{2}+1'}}{G_{E\lambda}} \Big\{ \sum_{1'1} \langle N'1'|r^\lambda|N1\rangle \sqrt{\frac{2l+1}{2l'+1}} \langle 1\lambda 00|1'0\rangle \qquad \text{(AA45)}$$

$$\cdot \sum_{\Lambda'\Lambda\Sigma'\Sigma} \delta_{-\Sigma',\Sigma}\, a_{1'\Lambda'} a_{1\Lambda} \langle 1\lambda\Lambda-K'-K|1'-\Lambda'\rangle \Big\}$$

während die Funktion $G_{E\lambda}$ lautet:

$$G_{E\lambda} = \sum_{1'1} \langle N'1'|r^{\lambda}|N1\rangle \sqrt{\frac{21+1}{21'+1}} \langle 1\lambda 00|1'0\rangle \cdot \sum_{\Lambda'\Lambda\Sigma'\Sigma} \delta_{\Sigma',\Sigma}\, a'_{1'\Lambda'} a_{1\Lambda} \langle 1\lambda\Lambda K' - K|1'\Lambda'\rangle \tag{AA46}$$

Die $a_{1\Lambda}$ sind die in Gl. (AA31) definierten Entwicklungskoeffizienten der NILSSON-Eigenfunktionen $\chi(N,\Omega)$ nach den Basisfunktionen $|N1\Lambda\Sigma\rangle$ des isotropen harmonischen Oszillators.

Das Matrixelement $\langle N'1'|r^{\lambda}|N\,1\rangle$ ist durch Gl. (AA51) definiert.

Für Einteilchenübergänge durch magnetische Multipolstrahlung mit einer Multipolarität $\lambda > 1$ erhält NILSSON:

$$B(M\lambda, I\to I') = \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2 \left(\frac{\hbar}{M\omega_o}\right)^{\lambda-1} \cdot \frac{1}{4} \cdot \frac{2\lambda+1}{4\pi} \left| \langle I\lambda KK'-K|I'K'\rangle + b_{M\lambda}(-1)^{I'+K'} \langle I\lambda K-K'-K|I'-K'\rangle \right|^2 \cdot G^2_{M\lambda}\,, \tag{AA47}$$

darin ist

$$b_{M\lambda} = \frac{(-1)^{K'+\frac{1}{2}+1'}}{G_{M\lambda}} \sum_{1'1} \langle N'1'|r^{\lambda-1}|N1\rangle \langle 1\lambda-100|1'0\rangle \sqrt{\frac{21+1}{21'+1}}$$

$$\sum_{\Lambda'\Lambda\Sigma'\Sigma} a'_{1'\Lambda'} a_{1\Lambda} \cdot \{ g_s [A(g)\delta_{-\Sigma;\Sigma}(-1)^{\Sigma-1/2} \langle 1\lambda-1\Lambda g|1'-\Lambda'\rangle$$

$$+ B(g)\delta_{\Sigma;1/2}\delta_{\Sigma,1/2} \langle 1\lambda-1\Lambda g+1|1'-\Lambda'\rangle$$

$$- C(g)\delta_{\Sigma;-1/2}\delta_{\Sigma,-1/2} \langle 1\lambda-1\Lambda g-1|1'-\Lambda'\rangle] \tag{AA48}$$

$$+ \frac{2}{\lambda+1} g_l\, \delta_{-\Sigma;\Sigma} [A(g)\cdot(-2\Lambda') \langle 1\lambda-1\Lambda g|1'-\Lambda'\rangle$$

$$+ B(g) \sqrt{(1'+\Lambda')(1'-\Lambda'+1)} \langle 1\lambda-1\Lambda g+1|1'-\Lambda'+1\rangle$$

$$- C(g) \sqrt{(1'-\Lambda')(1'+\Lambda'+1)} \langle 1\lambda-1\Lambda g-1|1'-\Lambda'-1\rangle] \}$$

und

$$G_{M\lambda} = \sum_{1'1} \langle N'1'|r^{\lambda-1}|N1\rangle\langle 1\lambda-100|1'0\rangle \sqrt{\frac{21+1}{21'+1}}$$

$$\sum_{\Lambda'\Lambda\Sigma'\Sigma} a'_{1'\Lambda'} a_{1\Lambda} \cdot \{ g_s [A(k)\delta_{\Sigma',\Sigma}(-1)^{\Sigma-1/2}\langle 1\lambda-1\Lambda k|1'\Lambda'\rangle$$

$$+ B(k)\delta_{\Sigma;-1/2}\delta_{\Sigma,1/2}\langle 1\lambda-1\Lambda k+1|1'\Lambda'\rangle$$

$$- C(k)\delta_{\Sigma;1/2}\delta_{\Sigma,-1/2}\langle 1\lambda-1\Lambda k-1|1'\Lambda'\rangle] \qquad \text{(AA49)}$$

$$+ \frac{2}{\lambda+1} g_1 \delta_{\Sigma;\Sigma} [A(k)\cdot 2\Lambda'\langle 1\lambda-1\Lambda k|1'\Lambda'\rangle$$

$$+ B(k)\sqrt{(1'-\Lambda')(1'+\Lambda'+1)}\langle 1\lambda-1\Lambda k+1|1'\Lambda'+1\rangle$$

$$- C(k)\sqrt{(1'+\Lambda')(1'-\Lambda'+1)}\langle 1\lambda-1\Lambda k-1|1'\Lambda'-1\rangle] \}$$

Die Größen A(ν), B(ν) und C(ν) wiederum sind gegeben durch

$$A(\nu) = \sqrt{\lambda^2 - \nu^2}$$

$$B(\nu) = \sqrt{(\lambda-\nu)(\lambda-\nu-1)}$$

$$C(\nu) = \sqrt{(\lambda+\nu)(\lambda+\nu-1)} \qquad \text{(AA50)}$$

$$k = K' - K$$

$$g = -K' - K.$$

Für freie Nukleonen gilt $g_s = \binom{5,585}{-3,826}$ und $g_1 = \binom{1}{0}$ für Protonen bzw. Neutronen. Für $\lambda = 1$ sind die bisher angegebenen Gleichungen gültig, wenn man überall g_s durch $(g_s - g_R)$ und g_1 durch $(g_1 - g_R)$ ersetzt, g_R kann dabei durch $g_R \approx \frac{Z}{A}$ angenähert werden.

Das radiale Matrixelement $\langle N'\,1'|r^{\lambda}|N\,1\rangle$ wird durch folgende Formel gegeben:

$$\langle N'1'|r^{\lambda}|N1\rangle = \left[\frac{\Gamma(n+1)\,\Gamma(n'+1)}{\Gamma(n+t-\nu+1)\cdot\Gamma(n'+t-\nu'+1)}\right]^{1/2} \nu'!\nu! \qquad \text{(AA51)}$$

$$\cdot \sum_{\sigma} \frac{\Gamma(t+\sigma+1)}{\sigma!(n-\sigma)!(n'-\sigma)!(\sigma+\nu-n)!(\sigma+\nu'-n')!}$$

mit

$$
\begin{aligned}
n &= \tfrac{1}{2}(N - 1) \\
n' &= \tfrac{1}{2}(N' - 1') \\
\nu &= \tfrac{1}{2}(1' - 1 + \lambda) \\
\nu' &= \tfrac{1}{2}(1 - 1' + \lambda) \\
t &= \tfrac{1}{2}(1 + 1' + \lambda + 1),
\end{aligned}
\tag{AA52}
$$

wobei die Bedingung für die Summationsvariable σ durch

$$
\begin{matrix} n \\ \geq \sigma \geq \\ n' \end{matrix}
\quad
\begin{matrix} \\ n - \nu \\ \\ n' - \nu' \end{matrix}
\tag{AA53}
$$

gegeben ist. Das bedeutet, daß σ kleiner oder gleich dem kleinsten Wert von n oder n' sein muß, wenn das Matrixelement verschieden von Null sein soll. Eine äquivalente Bedingung für das Nichtverschwinden des Matrixelements von r^{λ} kann folgendermaßen formuliert werden:

$$1 + \lambda \geq 1' \geq 1 - \lambda \tag{AA54}$$

$$N + \lambda \geq N' \geq N - \lambda \tag{AA55}$$

Die hier nach NILSSON [26] zitierten Formeln bilden die Grundlage eines Rechenprogramms (FORTRAN II), das im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

4. Das Rechenprogramm zur Berechnung der elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten im NILSSON-Modell

Das Programm "NILSSON-Rechnung IV", dessen Flußdiagramm in Fig. 34 dargestellt ist, dient zur Berechnung der elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten im NILSSON-Modell nach dem Formalismus, der im vorigen Abschnitt dargestellt wurde. Eine Liste des Programms ist diesem Abschnitt angefügt.

Die Eingabedaten werden bei diesem Programm über die Kontrollschreibmaschine in folgender Reihenfolge eingegeben: Asymptotische Quantenzahlen des Anfangszustands, asymptotische Quantenzahlen des Endzustands, Deformation δ, für die gerechnet werden soll, Kernladungszahl und Massenzahl des untersuchten Kerns (S14 bis S31). Dann wird je nachdem, ob es sich um einen Einteilchen-Protonenübergang oder um einen Einteilchen-Neutronenübergang handelt, P bzw. N eingegeben. Das Programm ordnet dann den Spin- und Bahn-g-Faktoren g_s und g_l die entsprechenden numerischen Werte zu (S36 bis S46). Sodann wird das Magnetband mit Hilfe des Unterprogramms ZUSTAND nach den Daten des Anfangs- bzw. Endzustands abgesucht und diese Daten eingelesen (S47 bis S50). Die Größe PROD wird aus dem Produkt der Paritäten beider Zustände gebildet, sie ist die Parität der emittierten Multipolstrahlung (S51). Die absolute Differenz der Ω-Werte der Zustände liefert die minimale (S52), die Summe der Ω-Werte die maximale Multipolordnung (S53) der emittierten Strahlung. Ist die minimale Multipolordnung gerade und die Parität negativ, so ist sie zugleich die kleinste Multipolordnung für magnetische Übergänge, elektrische Übergänge haben eine um 1 größere Multipolordnung, das gleiche gilt für ungerade Multipolordnung bei positiver Parität. In den anderen möglichen Fällen ist die Minimalordnung die kleinste Multipolordnung für elektrische Übergänge und magnetische Übergänge haben eine um 1 größere Multipolordnung (S54 bis S62).

Danach werden die Übergangswahrscheinlichkeiten TEL für elektrische Multipolübergänge nach Gl. (AA43), (AA44) für alle möglichen Multipolordnungen POL, d. h. POL = LEANF, LEANF + 2,

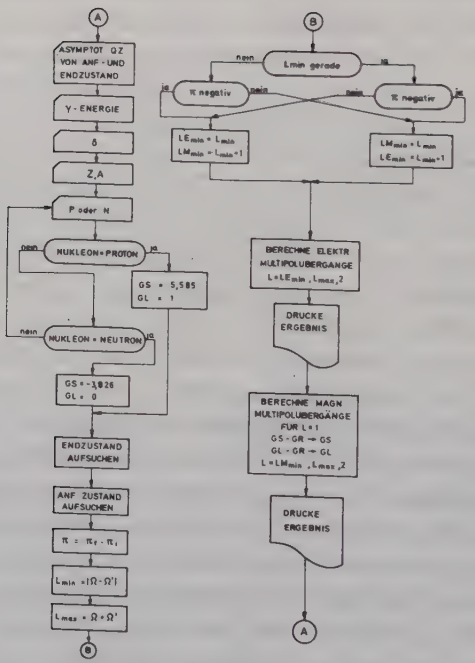

Fig. 34: Flußdiagramm des Programms "NILSSON-Rechnung IV"

usw. berechnet, ebenso die mittlere Lebensdauer τ und die Halbwertszeit $T_{1/2}$. Die Ergebnisse werden ausgedruckt (S 65 bis S71).

Vor der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten TML der magnetischen Multipolübergänge nach Gl. (AA43), (AA47) wird geprüft, ob die Multipolordnung POL = 1 ist, falls ja, wird g_s durch $g_s - \frac{Z}{A}$ und g_l durch $g_l - \frac{Z}{A}$ ersetzt (S77 bis S79). Auch hier werden τ und $T_{1/2}$ berechnet und die Ergebnisse ausgedruckt (S74 bis S85).

Alle in Abschnitt AA3 angegebenen Funktionen wurden in Form von FORTRAN-FUNCTION-Unterprogrammen geschrieben, die sich genau an die Formeln im Abschnitt AA3 anschließen. Lediglich aus dem Ausdruck T (λ) (Gl.(AA43)), der durch die Funktion TL(POL) berechnet wird, wurde der Faktor $(\frac{\omega}{c})^{\lambda}$ herausgezogen und in die Funktionen BEL bzw. BML, die B(Eλ,I$\rightarrow$I') nach Gl. (AA44) bzw. B(Mλ,I$\rightarrow$I') nach Gl. (AA47) berechnen, hineingezogen. Dies erwies sich wegen des relativ kleinen Zahlenbereichs (10^{-77} bis 10^{77}) des Digitalrechners als erforderlich.

Wie aus Gl.(AA51) ersichtlich ist, braucht man zur Berechnung des radialen Matrixelementes die Gammafunktion. Da kein Bibliotheksprogramm für diese Funktion zur Verfügung stand, wurde nach der im HANDBOOK OF MATHEMATICAL FUNCTIONS [34] enthaltenen Entwicklung für die Funktion $\frac{1}{\Gamma(x)}$ ein Unterprogramm REZGAMMA geschrieben.

Die bereits in Abschnitt AA2 gelisteten Unterprogramme CLEBSH und DELTA werden, obwohl sie von diesem Programm ebenfalls benutzt werden, in der sich anschließenden Programmliste aus Platzgründen fortgelassen.

```
*      1  *     NILSSON - RECHNUNG IV, UEBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN  WI. 30.1.69
*      2       DIMENSION N1[7],N[7],L1[7],L[7],LAM1[7],LAM[7],SIG1[7],SIG[7],
*      3      A          ALL1[7],ALL[7]
*      4       COMMON N1,N,L1,L,LAM1,LAM,SIG1,SIG,ALL1,ALL,PI,HQUER,OMEGAO,E,AM,C
*      5       COMMON OMEGA,FAKT
*      6       PI = 3.14159265
*      7       HQUER = 1.0545E-27
*      8       EV = 1.6021E-12
*      9       C = 2.997925E10
*     10       E = 4.80298E-10
*     11       AM = 1.67252E-24
*     12       IPROT = 1HP
*     13       INEUT = 1HN
*     14  1000 TYPE 1
*     15     1 FORMAT[$BITTE ANFANGSZUSTAND,ENDZUSTAND [ASYMPT.BEZ.] EINGEBEN$,
*     16      A       $ [3I1,A1,X,3I1,A1]$]
*     17       ACCEPT 2,NASY,NZASY,LAMASY,ISIGASY,NASY1,NZASY1,LAMASY1,ISIGASY1
*     18     2 FORMAT[3I1,A1,X,3I1,A1]
*     19       TYPE 3
*     20     3 FORMAT[$EGAMMA/KEV: [F12.5]$]
*     21       ACCEPT 4,EGAMMA
*     22     4 FORMAT[F12.5]
*     23       CONV = EV/HQUER
*     24       OMEGA  = EGAMMA*1000.**CONV
*     25       TYPE 5
*     26     5 FORMAT[$DELTA: [F12.5]$]
*     27       ACCEPT 4,DELTA
*     28       TYPE 50
*     29    50 FORMAT[$ Z UND A: [2F12.5]$]
*     30       ACCEPT 51,Z,A
*     31    51 FORMAT[2F12.5]
*     32       EOSZ = 41.*1.E6/[A**[1./3.]]
*     33       EMOD = EOSZ*[1.-4./3.*DELTA**2-16./27.*DELTA**3]**[-1./6.]
*     34       OMEGAO = EMOD*CONV
*     35       FAKT = HQUER*OMEGA/[AM*OMEGAO*C]
*     36    17 TYPE 60
*     37    60 FORMAT[$ P ODER N [A1]$]
*     38       ACCEPT 61,NUCL
*     39    61 FORMAT[A1]
*     40       IF[NUCL-IPROT]     63,62,63
*     41    62 GS = 5.585
*     42       GL = 1.
*     43       GO TO          70
*     44    63 IF[NUCL-INEUT]     17,64,17
*     45    64 GS = -3.826
*     46       GL = 0.
*     47    70 CALL ZUSTAND[DELTA,NASY1,NZASY1,LAMASY1,ISIGASY1,N1,L1,LAM1,SIG1,
*     48      A             ALL1,LZU1,OMEGA1,PARI1]
*     49       CALL ZUSTAND[DELTA,NASY,NZASY,LAMASY,ISIGASY,N,L,LAM,SIG,ALL,LZU2,
*     50      A             OMEGA2,PARI2]
*     51       PROD = PARI1*PARI2
*     52       MINORD = IABS[OMEGA2-OMEGA1]
*     53       MAXORD = OMEGA2+OMEGA1
```

```
*    54          IF[M8D[MIN8RD,2]]      233,233,234
*    55    233   IF[PR8D]          300,310,310
*    56    300   LMANF = MIN8RD
*    57          LEANF = LMANF+1
*    58          G8 T8              400
*    59    310   LEANF = MIN8RD
*    60          LMANF = LEANF+1
*    61          G8 T8              400
*    62    234   IF[PR8D]          310,300,300
*    63    400   PRINT 99
*    64     99   F8RMAT[$0L$12X$T$29X$TAU$27X$TH$]
*    65          D8       401          P8L = LEANF,MAX8RD,2
*    66          TEL = TL[P8L]*BEL[P8L,8MEGA2,8MEGA1,8MEGA0,8MEGA1,8MEGA2,LZU1,
*    67         A                       LZU2,Z,A]
*    68          TAU = 1./TEL
*    69          TH = TAU*AL8G[2.]
*    70    401   PRINT 403, P8L,TEL,TAU,TH
*    71    403   F8RMAT[$F$I2,E20.8,10XE20.8,10XE20.8]
*    72          PRINT 405
*    73    405   F8RMAT[1H0]
*    74          D8       404          P8L = LMANF,MAX8RD,2
*    75          GMS = GS
*    76          GML = GL
*    77          IF[P8L-1.]    414,413,414
*    78    413   GMS = GS-Z/A
*    79          GML = GL-Z/A
*    80    414   TML = TL[P8L]*BML[P8L,8MEGA2,8MEGA1,8MEGA0,8MEGA1,8MEGA2,LZU1,
*    81         A                       LZU2,GMS,GML]
*    82          TAU = 1./TML
*    83          TH = TAU*AL8G[2.]
*    84    404   PRINT 406, P8L,TML,TAU,TH
*    85    406   F8RMAT[$M$I2,E20.8,10XE20.8,10XE20.8]
*    86          G8 T8              1000
*    87          END

C8MM8N ALL8CATI8N

  77771 N1        77762 N         77753 L1        77744 L
  77735 LAM1      77726 LAM       77710 SIG1      77672 SIG
  77654 ALL1      77636 ALL       77634 PI        77632 HQUER
  77630 8MEGA0    77626 E         77624 AM        77622 C
  77620 8MEGA     77616 FAKT

PR8GRAM ALL8CATI8N

  00011 IPR8T     00012 INEUT     00013 NASY      00014 NZASY
  00015 LAMASY    00016 ISIGASY   00017 NASY1     00020 NZASY1
  00021 LAMASY1   00022 ISIGASY1  00023 NUCL      00024 LZU1
  00025 LZU2      00026 MIN8RD    00027 MAX8RD    00030 LMANF
  00031 LEANF     00032 EV        00034 EGAMMA    00036 C8NV
  00040 DELTA     00042 Z         00044 A         00046 E8SZ
  00050 EM8D      00052 GS        00054 GL        00056 8MEGA1
  00060 PARI1     00062 8MEGA2    00064 PARI2     00066 PR8D
```

```
  00070 P0L       00072 TEL       00074 TAU       00076 TH
  00100 GMS       00102 GML       00104 TML

SUBPR0GRAMS REQUIRED

  ZUSTAND   IABS      M0D       TL        BEL.      ALOG
  BML
THE END
```

```
      SUBROUTINE ZUSTAND(D,NA,NZ,LM,IS,NN,LL,LA,SI,AL,LZ,BM,PA)
      DIMENSION NN(7),LL(7),LA(7),SI(7),AL(7),ISIG(7)
      IPLUS = 1H+
      IMINUS = 1H-
      REWIND 1
  100 READ INPUT TAPE 1,6,DDLTA,M2BMEGA,ISIGN,NL,NZY,LASY,ISIGY,DELTATE,
     A      LNZU
      READINPUTTAPE1,7,(AL(KJ),NN(KJ),LL(KJ),LA(KJ),ISIG(KJ),KJ=1,LNZU)
    6 FORMAT(F12.5,13X,I2,2X,A1,X,3I1,A1,5X,F12.5,4X,I2)
    7 FORMAT(F12.5,2X,3I1,A1,X)
      IF(DDLTA-D) 100,8,100
    8 IF(NL-NA)   100,9,100
    9 IF(NZY-NZ)  100,10,100
   10 IF(LASY-LM) 100,11,100
   11 IF(ISIGY-IS) 100,12,100
   12 DO      20        I = 1,LNZU
      IF(ISIG(I)-IPLUS) 14,13,14
   13 SI(I) = .5
      GO TO         20
   14 IF(ISIG(I)-IMINUS)     17,16,17
   16 SI(I) = -.5
      GO TO         20
   17 TYPE 18
   18 FORMAT($FEHLER$)
      STOP
   20 CONTINUE
      LZ = LNZU
      BM = M2BMEGA/2.
      TYPE 19,NL,NZY,LASY,ISIGY
   19 FORMAT($ZUSTAND: $1H(,3I1,A1,1H))
  600 PRINT 19,NL,NZY,LASY,ISIGY
      PRINT 7,AL(KJ),NN(KJ),LL(KJ),LA(KJ),ISIG(KJ),KJ=1,LNZU
      IF(ISIGN-IPLUS)         22,21,22
   21 PA = 1.
      RETURN
   22 IF(ISIGN-IMINUS)        17,23,17
   23 PA = -1.
      RETURN
      END

BGRAM ALLBCATION

DUMMY NN        DUMMY LL        DUMMY LA        DUMMY SI
DUMMY AL        00032 ISIG      00041 IPLUS     00042 IMINUS
00043 M2BMEGA   00044 ISIGN     00045 NL        00046 NZY
00047 LASY      00050 ISIGY     00051 LNZU      00052 KJ
DUMMY NA        DUMMY NZ        DUMMY LM        DUMMY IS
00053 I         DUMMY LZ        00054 ZUSTAND   00056 DDLTA
00060 DELTATE   DUMMY D         DUMMY BM        DUMMY PA

E END
```

```
*      1          FUNCTION TL(P0L)
*      2          DIMENSION N1(7),N(7),L1(7),L(7),LAM1(7),LAM(7),SIG1(7),SIG(7),
*      3         A           ALL1(7),ALL(7)
*      4          COMMON N1,N,L1,L,LAM1,LAM,SIG1,SIG,ALL1,ALL,PI,HQUER,0MEGA0,E,AM,C
*      5          COMMON 0MEGA,FAKT
*      6          LMAL2P1 = 2.*P0L+1.
*      7          TL=8.*PI*(P0L+1.)/(P0L*IDPFAK(LMAL2P1)**2*HQUER)
*      8         A     *(0MEGA /C)**(P0L+1.)
*      9  C       ACHTUNG: (0MEGA/C)**P0L HERAUSGEZ0GEN
*     10          RETURN
*     11          END

COMMON ALLOCATION

   77771 N1          77762 N           77753 L1          77744 L
   77735 LAM1        77726 LAM         77710 SIG1        77672 SIG
   77654 ALL1        77636 ALL         77634 PI          77632 HQUER
   77630 0MEGA0      77626 E           77624 AM          77622 C
   77620 0MEGA       77616 FAKT

PROGRAM ALLOCATION

   00003 LMAL2P1     00004 TL          DUMMY P0L

SUBPROGRAMS REQUIRED

   IDPFAK
THE END
```

```
      FUNCTION BEL(P0L,AI,AI1,0MEGA0,AK1,AK,NZU1,NZU2,Z,A)
      DIMENSION N1(7),N(7),L1(7),L(7),LAM1(7),LAM(7),SIG1(7),SIG(7),
     A          ALL1(7),ALL(7)
      COMMON N1,N,L1,L,LAM1,LAM,SIG1,SIG,ALL1,ALL,PI,HQUER,0MEGA0,E,AM,C
      COMMON 0MEGA,FAKT
      XK = AK1-AK
      Q = -AK1-AK
      AK1M = -AK1
      BETRAG = ABS(CLEBSH(AI,P0L,AK,XK,AI1,AK1)*BE(P0L,NZU1,NZU2,AK1,AK)
     A                 *(-1)**(AI1+AK1)*CLEBSH(AI,P0L,AK,Q,AI1,AK1M))
      0BE = E**2*(1.+(-1)**P0L*Z/(A**P0L))**2*FAKT**P0L
     A      *(2.*P0L+1.)/(4.*PI)*BETRAG**2*(GE(P0L,NZU1,NZU2,AK1,AK))**2
      IF(SENSE SWITCH 1)     1,3
    1 PRINT 2,P0L,AI,AI1,0MEGA0,AK1,AK,NZU1,NZU2,Z,A,0BE
    2 FORMAT($BEL(*$I1,1H,,2(F3.1,1H,),E20.12,1H,,2(F3.1,1H,),2(I1,1H,),
     A       F4.0,1H,F4.0,3H) =E20.12)
    3 CONTINUE
      BEL = 0BE
      RETURN
      END
```

```
0MM0N ALL0CATI0N

 77771 N1        77762 N         77753 L1        77744 L
 77735 LAM1      77726 LAM       77710 SIG1      77672 SIG
 77654 ALL1      77636 ALL       77634 PI        77632 HQUER
 DUMMY 0MEGA0    77626 E         77624 AM        77622 C
 77620 0MEGA     77616 FAKT

R0GRAM ALL0CATI0N

 DUMMY NZU1      DUMMY NZU2      00030 BEL       00032 XK
 DUMMY AK1       DUMMY AK        00034 Q         00036 AK1M
 00040 BETRAG    DUMMY AI        DUMMY P0L       DUMMY AI1
 00042 0BE       DUMMY Z         DUMMY A         DUMMY 0MEGA0

UBPR0GRAMS REQUIRED

 ABS       CLEBSH    BE        GE
HE END
```

```
*     1         FUNCTION BE(P0L,NZU1,NZU2,AK1,AK)
*     2         DIMENSION N1(7),N(7),L1(7),L(7),LAM1(7),LAM(7),SIG1(7),SIG(7),
*     3        A           ALL1(7),ALL(7)
*     4         COMMON N1,N,L1,L,LAM1,LAM,SIG1,SIG,ALL1,ALL
*     5         LP0L = P0L
*     6         Q = -AK1-AK
*     7         SUM = 0.
*     8         GB = GE(P0L,NZU1,NZU2,AK1,AK)
*     9         D0       1000       I = 1,NZU1
*    10         EL1 = L1(I)
*    11         ELAM1 = LAM1(I)
*    12         EMLAM1 = -ELAM1
*    13         SIG1M = -SIG1(I)
*    14         V0RZ = -1**(AK1+.5+EL1)
*    15         TERM1 = V0RZ/GB
*    16         D0       1000       J = 1,NZU2
*    17         EL2 = L(J)
*    18         ELAM2 = LAM(J)
*    19         SUM1 = DELTA(SIG1M,SIG(J))*ALL1(I)*ALL(J)*CLEBSH(EL2,P0L,ELAM2,Q,
*    20        A                EL1,EMLAM1)
*    21         SUM = SUM+TERM1*RADMAT(N1(I),L1(I),LP0L,N(J),L(J))
*    22        A           *SQRT((2.*EL2+1.)/(2.*EL1+1.))*SUM1
*    23        B           *CLEBSH(EL2,P0L,0.,0.,EL1,0.)
*    24    1000 CONTINUE
*    25         IF(SENSE SWITCH 1)     1,3
*    26       1 PRINT 2,P0L,NZU1,NZU2,AK1,AK,SUM
*    27       2 FORMAT($BE(*3(I1,1H,),F3.1,1H,F3.1,3H) =E20.12)
*    28       3 CONTINUE
*    29         BE = SUM
*    30         RETURN
*    31         END


COMMON ALLOCATION

  77771 N1        77762 N         77753 L1        77744 L
  77735 LAM1      77726 LAM       77710 SIG1      77672 SIG
  77654 ALL1      77636 ALL

PROGRAM ALLOCATION

  00017 LP0L      DUMMY NZU1      DUMMY NZU2      00020 I
  00021 J         00022 BE        DUMMY P0L       00024 Q
  DUMMY AK1       DUMMY AK        00026 SUM       00030 GB
  00032 EL1       00034 ELAM1     00036 EMLAM1    00040 SIG1M
  00042 V0RZ      00044 TERM1     00046 EL2       00050 ELAM2
  00052 SUM1

SUBPROGRAMS REQUIRED

   GE         DELTA      CLEBSH     RADMAT     SQRT
THE END
```

```
      1         FUNCTION GE(P0L,NZU1,NZU2,AK1,AK)
      2         DIMENSION N1(7),N(7),L1(7),L(7),LAM1(7),LAM(7),SIG1(7),SIG(7),
      3        A         ALL1(7),ALL(7)
      4         COMMON N1,N,L1,L,LAM1,LAM,SIG1,SIG,ALL1,ALL
      5         LP0L = P0L
      6         XK = AK1-AK
      7         SUM = 0.
      8         DO       1000       I = 1,NZU1
      9         EL1 = L1(I)
     10         ELAM1 = LAM1(I)
     11         DO       1000       J = 1,NZU2
     12         EL2 = L(J)
     13         ELAM2 = LAM(J)
     14         SUM1 = DELTA(SIG1(I),SIG(J))*ALL1(I)*ALL(J)
     15        A         *CLEBSH(EL2,P0L,ELAM2,XK,EL1,ELAM1)
     16         SUM = SUM+RADMAT(N1(I),L1(I),LP0L,N(J),L(J))*SUM1
     17        A         *SQRT((2.*EL2+1.)/(2.*EL1+1.))*CLEBSH(EL2,P0L,0.,0.,EL1,0.
     18    1000 CONTINUE
     19         IF(SENSE SWITCH 1)      1,3
     20       1 PRINT 2,P0L,NZU1,NZU2,AK1,AK,SUM
     21       2 FORMAT($GE(*3(I1,1H,),F3.1,1H,F3.1,3H) =E20.12)
     22       3 CONTINUE
     23         GE = SUM
     24         RETURN
     25         END
```

COMMON ALLOCATION

```
 77771 N1         77762 N          77753 L1         77744 L
 77735 LAM1       77726 LAM        77710 SIG1       77672 SIG
 77654 ALL1       77636 ALL
```

PROGRAM ALLOCATION

```
 00016 LP0L       00017 I          DUMMY NZU1       00020 J
 DUMMY NZU2       00021 GE         DUMMY P0L        00023 XK
 DUMMY AK1        DUMMY AK         00025 SUM        00027 EL1
 00031 ELAM1      00033 EL2        00035 ELAM2      00037 SUM1
```

SUBPROGRAMS REQUIRED

```
 DELTA     CLEBSH    RADMAT    SQRT
THE END
```

```
*     1         FUNCTION BML(P0L,AI,AI1,0MEGA0,AK1,AK,NZU1,NZU2,GS,GL)
*     2         DIMENSION N1(7),N(7),L1(7),L(7),LAM1(7),LAM(7),SIG1(7),SIG(7),
*     3        A          ALL1(7),ALL(7)
*     4         COMMON N1,N,L1,L,LAM1,LAM,SIG1,SIG,ALL1,ALL,PI,HQUER,0MEGA0,E,AM,
*     5         COMMON 0MEGA,FAKT
*     6         XK = AK1-AK
*     7         Q = -AK1-AK
*     8         AK1M = -AK1
*     9         BETRAG = ABS(CLEBSH(AI,P0L,AK,XK,AI1,AK1)+BM(P0L,NZU1,NZU2,GS,GL,
*    10        A           AK1,AK)*(-1)**(AK1+AI1)*CLEBSH(AI,P0L,AK,Q,AI1,AK1M))
*    11         BB = ((E*HQUER)/(2.*AM*C))**2*FAKT**(P0L-1.)*0MEGA/C**.25
*    12        A      *(2.*P0L+1.)/(4.*PI)*BETRAG**2*(GM(P0L,NZU1,NZU2,GS,GL,AK1,
*    13        B      AK))**2
*    14         IF(SENSE SWITCH 1)     1,3
*    15       1 PRINT 2,P0L,AI,AI1,0MEGA0,AK1,AK,NZU1,NZU2,GS,GL,BB
*    16       2 FORMAT($BML(*I1,1H,2(F3.1,1H,),E20.12,1H,2(F3.1,1H,),2(I1,1H,),
*    17        A        F8.5,1H,F8.5,3H) =E20.12)
*    18       3 CONTINUE
*    19         BML = BB
*    20         RETURN
*    21         END
```

COMMON ALLOCATION

77771	N1	77762	N	77753	L1	77744	L
77735	LAM1	77726	LAM	77710	SIG1	77672	SIG
77654	ALL1	77636	ALL	77634	PI	77632	HQUER
DUMMY	0MEGA0	77626	E	77624	AM	77622	C
77620	0MEGA	77616	FAKT				

PROGRAM ALLOCATION

DUMMY	NZU1	DUMMY	NZU2	00030	BML	00032	XK
DUMMY	AK1	DUMMY	AK	00034	Q	00036	AK1M
00040	BETRAG	DUMMY	AI	DUMMY	P0L	DUMMY	AI1
DUMMY	GS	DUMMY	GL	00042	BB	DUMMY	0MEGA0

SUBPROGRAMS REQUIRED

ABS CLEBSH BM GM

THE END

```
      FUNCTION BM(P0L,NZU1,NZU2,GS,GL,AK1,AK)
      DIMENSION N1(7),N(7),L1(7),L(7),LAM1(7),LAM(7),SIG1(7),SIG(7)
     A          ALL1(7),ALL(7)
      COMMON N1,N,L1,L,LAM1,LAM,SIG1,SIG,ALL1,ALL
      A(XNUE) = SQRT(P0L*P0L-XNUE*XNUE)
      B(XNUE) = SQRT((P0L-XNUE)*(P0L-XNUE-1.))
      C(XNUE) = SQRT((P0L+XNUE)*(P0L+XNUE-1.))
      Q = -AK1-AK
      QP1 = Q+1.
      QM1 = Q-1.
      P0LM1 = P0L-1.
      MP0L = P0LM1
      SUM = 0.
      GB = GM(P0L,NZU1,NZU2,GS,GL,AK1,AK)
      DO      1000       I = 1,NZU1
      EL1 = L1(I)
      ELAM1 = LAM1(I)
      EMLAM1 = -ELAM1
      SIG1M = -SIG1(I)
      EMLAM1P1 = EMLAM1+1.
      EMLAM1M1 = EMLAM1-1.
      V0RZ = -1**(AK1+.5+EL1)
      TERM1 = V0RZ/GB
      DO      1000       J = 1,NZU2
      EL2 = L(J)
      ELAM2 = LAM(J)
      IF(ABS(P0L)-ABS(Q))     1,1,2
    1 AQ = 0.
      GO TO         3
    2 AQ = A(Q)
    3 SUM1=GS*(AQ   *DELTA(SIG1M,SIG(J))*SIGN(1.,SIG(J)-.5)
     A              *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,Q,EL1,EMLAM1)
     B         +B(Q)*DELTA(SIG1(I),.5)*DELTA(SIG(J),.5)
     C              *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,QP1,EL1,EMLAM1)
     D         -C(Q)*DELTA(SIG1(I),-.5)*DELTA(SIG(J),-.5)
     E              *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,QM1,EL1,EMLAM1))
      SUM2=2./(P0L+1.)*GL*DELTA(SIG1M,SIG(J))*(AQ   *(-2.*ELAM1)
     A              *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,Q,EL1,EMLAM1)
     B         +B(Q)*SQRT((EL1+ELAM1)*(EL1-ELAM1+1.))
     C              *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,QP1,EL1,EMLAM1P1)
     D         -C(Q)*SQRT((EL1-ELAM1)*(EL1+ELAM1+1.))
     E              *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,QM1,EL1,EMLAM1M1))
      SUM = SUM + TERM1*RADMAT(N1(I),L1(I),MP0L,N(J),L(J))
     A             *CLEBSH(EL2,P0LM1,0.,0.,EL1,0.)*ALL1(I)*ALL(J)
     B             *SQRT((2.*EL2+1.)/(2.*EL1+1.))*(SUM1+SUM2)
 1000 CONTINUE
      IF(SENSE SWITCH 1)      4,6
    4 PRINT 5,P0L,NZU1,NZU2,GS,GL,AK1,AK,SUM
    5 FORMAT($BM($3(I1,1H,),2(F8.5,1H,),F3.1,1H,F3.1,3H) =,E20.12)
    6 CONTINUE
      BM = SUM
      RETURN
      END
```

```
COMMON ALLOCATION

  77771 N1        77762 N         77753 L1        77744 L
  77735 LAM1      77726 LAM       77710 SIG1      77672 SIG
  77654 ALL1      77636 ALL

PROGRAM ALLOCATION

  00051 MPOL      DUMMY NZU1      DUMMY NZU2      00052 I
  00053 J         00054 BM        DUMMY POL       00056 Q
  DUMMY AK1       DUMMY AK        00060 QP1       00062 QM1
  00064 POLM1     00066 SUM       00070 GB        DUMMY GS
  DUMMY GL        00072 EL1       00074 ELAM1     00076 EMLAM1
  00100 SIG1M     00102 EMLAM1P1  00104 EMLAM1M1  00106 VORZ
  00110 TERM1     00112 EL2       00114 ELAM2     00116 AQ
  00120 SUM1      00122 SUM2

SUBPROGRAMS REQUIRED

  SQRT      GM        ABS       DELTA     SIGN      CLEBSH
  RADMAT
THE END
```

```
*      1         FUNCTION GM(P0L,NZU1,NZU2,GS,GL,AK1,AK)
*      2         DIMENSION N1(7),N(7),L1(7),L(7),LAM1(7),LAM(7),SIG1(7),SIG(7)
*      3        A          ALL1(7),ALL(7)
*      4         COMMON N1,N,L1,L,LAM1,LAM,SIG1,SIG,ALL1,ALL
*      5         A(XNUE) = SQRT(P0L*P0L-XNUE*XNUE)
*      6         B(XNUE) = SQRT((P0L-XNUE)*(P0L-XNUE-1.))
*      7         C(XNUE) = SQRT((P0L+XNUE)*(P0L+XNUE-1.))
*      8         XK = AK1-AK
*      9         XKP1 = XK+1.
*     10         XKM1 = XK-1.
*     11         P0LM1 = P0L-1.
*     12         SUM = 0.
*     13         MP0L = P0LM1
*     14         DO       1000       I = 1,NZU1
*     15         EL1 = L1(I)
*     16         ELAM1 = LAM1(I)
*     17         ELAM1P1 = ELAM1 + 1.
*     18         ELAM1M1 = ELAM1 - 1.
*     19         DO       1000       J = 1,NZU2
*     20         EL2 = L(J)
*     21         ELAM2 = LAM(J)
*     22         SUM1=GS*(A(XK)*DELTA(SIG1(I),SIG(J))*SIGN(1.,SIG(J)-.5)
*     23        A             *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,XK,EL1,ELAM1)
*     24        B          +B(XK)*DELTA(SIG1(I),-.5)*DELTA(SIG(J),.5)
*     25        C             *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,XKP1,EL1,ELAM1)
*     26        D          -C(XK)*DELTA(SIG1(I),.5)*DELTA(SIG(J),-.5)
*     27        E             *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,XKM1,EL1,ELAM1))
*     28         SUM2=2./(P0L+1.)*GL*DELTA(SIG1(I),SIG(J))*(A(XK)*2.*ELAM1
*     29        A             *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,XK,EL1,ELAM1)
*     30        B          +B(XK)*SQRT((EL1-ELAM1)*(EL1+ELAM1+1.))
*     31        C             *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,XKP1,EL1,ELAM1P1)
*     32        D          -C(XK)*SQRT((EL1+ELAM1)*(EL1-ELAM1+1.))
*     33        E             *CLEBSH(EL2,P0LM1,ELAM2,XKM1,EL1,ELAM1M1))
*     34         SUM = SUM + RADMAT(N1(I),L1(I),MP0L,N(J),L(J))
*     35        A             *CLEBSH(EL2,P0LM1,0.,0.,EL1,0.)*ALL1(I)*ALL(J)
*     36        B             *SQRT((2.*EL2+1.)/(2.*EL1+1.))*(SUM1+SUM2)
*     37    1000 CONTINUE
*     38         IF(SENSE SWITCH 1)     1,3
*     39       1 PRINT 2,P0L,NZU1,NZU2,GS,GL,AK1,AK,SUM
*     40       2 FORMAT($GM(3(I1,1H,),2(F8.5,1H,),F3.1,1H,F3.1,3H) =,E20.12)
*     41       3 CONTINUE
*     42         GM = SUM
*     43         RETURN
*     44         END

COMMON ALLOCATION

  77771 N1         77762 N          77753 L1         77744 L
  77735 LAM1       77726 LAM        77710 SIG1       77672 SIG
  77654 ALL1       77636 ALL

PROGRAM ALLOCATION
```

```
00045 MP0L      00046 I         DUMMY NZU1      00047 J
DUMMY NZJ2      00050 GM        DUMMY P0L       00052 XK
DUMMY AK1       DUMMY AK        00054 XKP1      00056 XKM1
00060 P0LM1     00062 SUM       00064 EL1       00066 ELAM1
00070 ELAM1P1   00072 ELAM1M1   00074 EL2       00076 ELAM2
00100 SUM1      DUMMY GS        00102 SUM2      DUMMY GL

SUBPROGRAMS REQUIRED

  SQRT      DELTA     SIGN      CLEBSH    RADMAT
THE END
```

```
=      1         FUNCTION IDPFAK[N]
=      2         IF[N]          1,2,3
=      3       1 TYPE 10
=      4      10 FORMAT[/$ARG. NEG. IDPFAK$]
=      5         STOP
=      6       2 IDPFAK = 1
=      7         RETURN
=      8       3 L = 1
=      9         IF[MOD[N,2]] 4,5,4
=     10       4 KANF = 1
=     11         GO TO          6
=     12       5 KANF = 2
=     13       6 DO       60          K = KANF,N,2
=     14      60 L = L*K
=     15         IF[SENSE SWITCH 1]      11,13
=     16      11 PRINT 12,N,L
=     17      12 FORMAT[$IDPFAK[$I2$] =$I3]
=     18      13 CONTINUE
=     19         IDPFAK = L
=     20         RETURN
=     21         END

PROGRAM ALLOCATION

  00003 IDPFAK    DUMMY N          00004 L          00005 KANF
  00006 K

SUBPROGRAMS REQUIRED

  MOD
THE END
```

```
*      1          FUNCTION RADMAT(N1,L1,LAM,N,L)
*      2          IF(L1-(L-LAM))     1,3,2
*      3        1 RADMAT = 0.
*      4          RETURN
*      5        2 IF(L1-(L+LAM))     3,3,1
*      6        3 IF(N1-(N-LAM))     1,5,4
*      7        4 IF(N1-(N+LAM))     5,5,1
*      8        5 SN = .5*(N-L)
*      9          SN1 = .5*(N1-L1)
*     10          SNUE = .5*(L1-L+LAM)
*     11          SNUE1 = .5*(L-L1+LAM)
*     12          T = .5*(L+L1+LAM+1)
*     13          SMIN = AMAX(SN-SNUE,SN1-SNUE1)
*     14          SMAX = AMIN(SN,SN1)
*     15          SUM = 0.
*     16          DO       10          SIGMA = SMIN,SMAX
*     17          RZ = REZGAMMA(T+SIGMA+1.)
*     18          RN=REZGAMMA(SIGMA+1.)*REZGAMMA(SN-SIGMA+1.)*REZGAMMA(SN1-SIGMA+1.)
*     19          RN = RN * REZGAMMA(SIGMA+SNUE-SN+1.)*REZGAMMA(SIGMA+SNUE1-SN1+1.)
*     20       10 SUM = SUM + RN/RZ
*     21          RZ = REZGAMMA(SN+1.)*REZGAMMA(SN1+1.)
*     22          RN = REZGAMMA(SN+T-SNUE+1.)*REZGAMMA(SN1+T+SNUE1+1.)
*     23          ROOT = SQRT(RN/RZ)
*     24          RAD = ROOT*1./REZGAMMA(SNUE1+1.)*1./REZGAMMA(SNUE+1.)*SUM
*     25          IF(SENSE SWITCH 1)      11,13
*     26       11 PRINT 12,N1,L1,LAM,N,L,RAD
*     27       12 FORMAT($RADMAT($4(I1,1H,),I1,3H) =E20.12)
*     28       13 CONTINUE
*     29          RADMAT = RAD
*     30          RETURN
*     31          END

PROGRAM ALLOCATION

  DUMMY L1        DUMMY L         DUMMY LAM       DUMMY N1
  DUMMY N         00016 RADMAT    00020 SN        00022 SN1
  0002" SNUE      00026 SNUE1     00030 T         00032 SMIN
  00034 SMAX      00036 SUM       00040 SIGMA     00042 RZ
  00044 RN        00046 ROOT      00050 RAD

SUBPROGRAMS REQUIRED

  AMAX      AMIN      REZGAMMA  SQRT
THE END
```

```
*      1
*      2          FUNCTION REZGAMMA(XY)
*      3          DIMENSION C0FI(22)
*      4          IF(JJJ-1969)       100,300,100
*      5      100 JJJ = 1969
*      6          C0FI( 1) =  1.
*      7          C0FI( 2) =   .577215664902
*      8          C0FI( 3) = -.655878071520
*      9          C0FI( 4) = -.042002635034
*     10          C0FI( 5) =   .166538611382
*     11          C0FI( 6) = -.042197734556
*     12          C0FI( 7) = -.009621971528
*     13          C0FI( 8) =   .007218943247
*     14          C0FI( 9) = -.001165167592
*     15          C0FI(10) = -.000215241674
*     16          C0FI(11) =   .000128050282
*     17          C0FI(12) = -.000020134855
*     18          C0FI(13) = -.000001250493
*     19          C0FI(14) =   .000001133027
*     20          C0FI(15) = -.000000205634
*     21          C0FI(16) =   .000000006116
*     22          C0FI(17) =   .000000005002
*     23          C0FI(18) = -.000000001181
*     24          C0FI(19) =   .000000000104
*     25          C0FI(20) =   .000000000008
*     26          C0FI(21) = -.000000000004
*     27          C0FI(22) =   .000000000001
*     28      300 Y = XY
*     29          X = XY
*     30          IF(X)              1,2,3
*     31      C   ARGUMENT NEGATIV
*     32        1 NN = IABS(X-1.)
*     33          X = NN + X
*     34          GO TO              10
*     35      C   ARGUMENT = 0
*     36        2 REZGAMMA = 0.
*     37          RETURN
*     38      C   ARGUMENT POSITIV
*     39        3 NP = X
*     40          X = X - NP
*     41          IF(X)              10,4,10
*     42        4 X = 1.
*     43          NP = NP - 1
*     44          RG = 1.
*     45          P = 1.
*     46          GO TO              50
*     47      C   BERECHNUNG VON REZGAM FUER 0. < X < 1.
*     48       10 RG = 0.
*     49          DO        30       I = 1,22
*     50       30 RG = RG + C0FI(I)*X**I
*     51          P = 1.
*     52          IF(Y)              40,2,50
*     53      C   KORREKTUR FUER NEGATIVES ARGUMENT
*     54       40 DO        41       I = 1,NN
```

```
*     54      41 P = P * (X-I)
*     55         REZGAMMA = RG * P
*     56         RETURN
*     57      50 IF(NP-1)      52,53,53
*     58  C      ARGUMENT > 0., <1.
*     59      52 REZGAMMA = RG
*     60         RETURN
*     61  C      KORREKTUR FUER ARGUMENT > 1.
*     62      53 DO       55          I = 0,NP-1
*     63      55 P = P * (X+I)
*     64         REZGAMMA = RG/P
*     65         RETURN
*     66         END

PROGRAM ALLOCATION

  00005 COFI       00061 JJJ        00062 NN         00063 NP
  00064 I          00065 REZGAMMA   00067 Y          DUMMY XY
  00071 X          00073 RG         00075 P

SUBPROGRAMS REQUIRED

  IABS
THE END
```

LITERATURVERZEICHNIS

[1a] W. HAAR, Dissertation, Marburg 1969

[1] F. W. RICHTER und J. SCHÜTT, Z.Phys. 199 (1967),422
F. W. RICHTER, J. SCHÜTT und D. WIEGANDT, Z.Phys. 213 (1968), 202

[2] K. ALDER und R. M. STEFFEN, Ann. Rev. Nucl. Science 14 (1964), 403

[3] H. FRAUENFELDER und R. M. STEFFEN in K. SIEGBAHN, Alpha-, Beta- and Gamma-Ray-Spectroscopy, Bd. II, Chap. XV, Amsterdam 1965

[4] S. G. COHEN in A. J. FREEMAN and S. FRANKEL, Hyperfine Interactions, New York 1967

[5] J. BLECK, D. W. HAAG and W. RIBBE, Nucl.Inst. and Meth. 67 (1969), 169

[6] W. KORNAHL und F. W. RICHTER, Nucl. Inst. and Meth. 68 (1969), 298

[7] J.H.E. MATTAUCH, W. THIELE und A. H. WAPSTRA Nucl. Phys. 67 (1965), 32

[8] R. L. ROBINSON, F. K. McGOWAN, P. H. STELSON und W. T. MILNER, Nucl. Phys. A104, (1967), 401

[9] H. LANGHOFF und M. SCHUMACHER, Phys. Rev. 155(1967),1246

[10] B. LOBKOWITZ und P. MARMIER, Helv. Phys. Acta 34(1961),85

[11] N. A. TUBBS, Thesis, Oxford 1966

[12] J. LINDSKOG, T. SUNDSTRÖM und P. SPARRMAN in Perturbed Angular Correlations, S. 441,Amsterdam 1964

[13] F. W. RICHTER und D. WIEGANDT, Z.Phys. 217 (1968),225

[14] Nuclear Data B1 - 6 (1966), 23

[15] J. MORGENSTERN, J. W. SCHMIDT, G. FLUEGGE und H. SCHMIDT, Phys. Lett. 27B, (1968), 370

[16] Nuclear Data B1 - 6 (1966)

[17] L. C. AAMODT und P. C. FLETCHER, Phys.Rev.98(1955),1224

[18] S.C. FULTZ und M.L. POOL,Phys. Rev. 86 (1952), 347

[19] K. A. BASKOVA, S. S. VASILEV, N. S. CHANG und L. Y. SHAVTVALOV, Sov. Phys. JETP 14 (1962), 1060

[20] S. A. MOSZKOWSKI in K. SIEGBAHN, Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Bd. II, Chap. XIX,Amsterdam 1965

[21] D. KURATH und R. D. LAWSON, Phys. Rev. 161 (1967),915

[22] A. S. DAWYDOW, Theorie des Atomkerns, S. 56, Berlin 1963

[23] W. ENGELS, Z. Naturf. 22a (1967), 2004
BMwF - FB K 67-63, (1967)

[24] S. BAUMGÄRTNER und P. SCHUCK, Kernmodelle, Mannheim 1968

[25] A. S. DAWYDOW, Theorie des Atomkerns, S. 541, Berlin 1963

[26] S. G. NILSSON, Mat. fys. Medd. 29, no. 16, (1955)

[27] R. K. SHELINE, W. N. SHELTON, H. T. MOTZ und R. E. CARTER Phys. Rev. 136 (1964), B351

[28] Sektor Kernphysik am Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung Berlin, Jahresbericht 1968

[29] P. NEMIROVSKII, Contemporary Models of the Atomic Nucleus, Oxford 1963

[30] G. ALAGA, Nucl. Phys. 4 (1957), 625

[31] J. P. DAVIDSON, Collective Models of the Nucleus New York 1968

[32] A. BOHR und B. MOTTELSON, Mat. fys. Medd. 27, no. 16, (1953)

[33] H. R. SCHWARZ, H. RUTISHAUSER und E. STIEFEL, Numerik symmetrischer Matrizen, Stuttgart 1968

[34] Handbook of Mathematical Functions, hrsg. von M. ABRAMOWITZ und I. STEGUN, S. 256, New York 1965

Lebenslauf

Am 6. November 1934 wurde ich, Dietrich Wiegandt, als Sohn des Kaufmannes Carl Wiegandt und seiner Ehefrau Margarete Wiegandt, geb. Zetschke, in Eschwege geboren.

Von Herbst 1941 bis Frühjahr 1945 besuchte ich die Volksschule in Großburschla/Thüringen. Den anschließenden Besuch der Friedrich-Wilhelm-Schule in Eschwege beendete ich am 8. März 1955 mit der Reifeprüfung.

Im Mai 1955 begann ich mit dem Studium der Experimentalphysik an der Philipps-Universität in Marburg. Nach der Diplomvorprüfung im November 1967 fertigte ich meine Diplomarbeit an, die Messungen von Lebensdauern angeregter Kerne im Nanosekundenbereich beschrieb. Die Diplomhauptprüfung bestand ich am 12. Oktober 1962.

Neben einer Tätigkeit als Verwalter einer Assistentenstelle und später als Assistent an der Ruhr-Universität Bochum, die ich im Frühjahr 1968 beendete, arbeitete ich in Marburg in einer Gruppe unter Leitung von Dr. Richter an kernphysikalischen Experimenten zur Messung von Lebensdauern und statischen Momenten angeregter Kernzustände am Beschleuniger im Physikalischen Institut. Da ich mich inzwischen mit der elektronischen Datenverarbeitung vertraut gemacht habe, wurde mir insbesondere die Aufgabe der Auswertung der experimentellen Ergebnisse mit Hilfe des institutseigenen Digitalrechners übertragen.

In diesem Zusammenhang ergab sich auch die Problemstellung der vorliegenden Arbeit.

Am 20. April 1963 heiratete ich meine Ehefrau Heide, geb. Hofmann. Am 23. Juli 1965 wurde unsere Tochter Christine, am 21. April 1968 unsere Tochter Julia geboren.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten Flügge, Huster, Kamke, Madelung, Richter, Vogt, Walcher und Wolter in Physik; Rothstein, Schmidt und Schütte in Mathematik; Dimroth, Pfeil und Starke in Chemie.